

Filmkühlung in Gebieten mit verzögerter Hauptströmung und in Bereichen lokaler Strömungsablösung

Von der
Fakultät für Maschinenbau, Elektrotechnik und Wirtschaftsingenieurwesen
der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Ingenieur
Roland Dückerhoff

geboren am 02.10.1965 in Bendorf am Rhein

Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. H.J. Krautz
Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. H.P. Berg
Gutachter:	Prof. D.K. Hennecke, Ph.D.
Tag der mündlichen Prüfung:	10. August 2004

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verkehrstechnik der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus. Sie ist die erste Arbeit am Institut, die sich mit dem Thema Filmkühlung beschäftigt. Da am Institut weitere Forschungsarbeiten zur Filmkühlung folgen werden, wurde beim Verfassen der Arbeit darauf geachtet, eine Grundlage auf diesem Forschungsgebiet zu schaffen. Daher wird der Stand der Technik im Bereich filmgekühlter Gasturbinenschaufeln, die Modellfindung und die Messtechnik, die im Rahmen dieser Forschungsarbeit eingesetzt und weiterentwickelt wurde, ausführlich beschrieben.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H.P. Berg, Leiter des Lehrstuhls Verbrennungskraftmaschinen und Flugantriebe, danke ich für die Anregung zur Bearbeitung der hier vorgestellten Forschungsarbeit sowie zur Übernahme des Referates. Darüber hinaus danke ich ihm sehr herzlich für seine Förderung und Unterstützung, für die außerordentlich vielen wertvollen Ratschläge, die nie einengende Betreuung und das entgegengebrachte Vertrauen.

Herrn Prof. D.K. Hennecke Ph.D., Leiter des Fachgebietes Gasturbinen und Flugantriebe der TU Darmstadt, danke ich für die Übernahme des Koreferates, die vielen wertvollen Ratschläge und für sein wohlwollendes Interesse am Aufbau der Forschungstätigkeiten an der BTU Cottbus.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H.J. Krautz, Leiter des Lehrstuhls Kraftwerkstechnik, danke ich für die Übernahme des Promotionsvorsitzes und für die lehrstuhlübergreifende Zusammenarbeit.

Herrn Dr.-Ing. H.-P. Schiffer, Rolls Royce Deutschland Ltd., danke ich für die maßgebende Anregung und hilfreichen Hinweise zur Ausrichtung der hier vorgestellten Forschungsarbeit.

Mein besonderer Dank und meine Anerkennung gilt an dieser Stelle den zahlreichen Studierenden, die im Rahmen von Studien- und Diplomarbeiten sowie als Wissenschaftliche Hilfskräfte diese Forschungsarbeit unterstützt haben. Das beinhaltet zum einen die Mitarbeit beim Aufbau der Prüfstände und der Mess- und Rechnertechnik, zum anderen das engagierte und kreative Mitwirken bei der Durchführung wissenschaftlicher Experimente und Berechnungen.

Allen Kollegen, intern und extern, danke ich für die freundschaftliche Zusammenarbeit, wertvollen Ratschläge, Fachgespräche und wissenschaftlichen Diskussionen. Den Mitarbeitern der Universitätswerkstätte danke ich für die Herstellung der Prüfstände und der Versuchsmodelle. Des Weiteren danke ich den Mitarbeitern der Fakultät Maschinenbau und der Universitätsverwaltung, die eine zügige Beschaffung der Labor-, Mess- und Rechnertechnik unterstützt haben. Allen weiteren Personen, die am Gelingen dieser Forschungsarbeit beteiligt waren, gilt mein Dank.

Für die finanzielle Unterstützung zum Aufbau und zur Durchführung der Forschungstätigkeit an der BTU Cottbus danke ich dem Land Brandenburg und der Bundesrepublik Deutschland sowie den Firmen Rolls-Royce Deutschland Ltd., MTU Aero Engines GmbH, Siemens AG und Alstom Schweiz AG (ehemals ABB Kraftwerke).

meinen Eltern
Ingeborg und Peter Dückerhoff

Diese Dissertation ist über den Shaker Verlag
in elektronischer Form via Internet erhältlich.

<http://www.shaker.de>

Diese Dissertation ist auch über die
Bibliothek der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus
in elektronischer Form via Internet zu beziehen.

<http://www.ub.tu-cottbus.de>

In der elektronischen Form sind viele Abbildungen farbig gehalten.

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen und Symbole	X
1 Einleitung	1
1.1 Problemstellung	1
1.2 Stand der Technik	4
1.3 Zielsetzung der Arbeit	7
2 Filmkühlung	10
2.1 Thermische und hydrodynamische Wirkung der Filmkühlung	10
2.2 Grundlagen der Filmkühlung	11
2.2.1 Struktur der Filmkühlung aus einer Reihe von Bohrungen	12
2.3 Einflussparameter der Filmkühlung	15
2.3.1 Dichteverhältnis DR, Ausblaserate M und Impulsverhältnis I	16
2.3.2 Turbulenzgrad der Hauptströmung	18
2.3.3 Kompressibilität der Hauptströmung	19
2.3.4 Druckgradient bzw. Beschleunigung der Hauptströmung	19
2.3.5 Grenzschichtdicke und -zustand der Hauptströmung	20
2.3.6 Bohrungswinkel	21
2.3.7 Bohrungsteilung	22
2.3.8 Bohrungsform	23
2.3.9 Bohrungslänge	24
2.3.10 Krümmung der Profiloberfläche	24
2.3.11 Rauigkeit der Profiloberfläche	25
2.3.12 Rotationseinfluss bei Laufschaufeln	25
2.3.13 Instationäre Effekte (Rotor-Stator Wechselwirkung)	26
3 Messtechnik	27
3.1 Das Ammoniak-Diazo-Verfahren mit Online-Kalibrierung	28
3.1.1 Theoretische Grundlagen	28
3.1.1.1 Die Bilanzgleichungen	28
3.1.1.2 Die Wärme-Stoff-Analogie	30
3.1.1.3 Anwendung der Wärme-Stoff-Analogie zur Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität	31
3.1.2 Das Ammoniak-Diazo-Messverfahren	33
3.1.2.1 Ammoniak als Tracergas und Diazofolie als Indikator	33
3.1.2.2 Online-Kalibrierung und Versuchsdurchführung	35

3.1.2.3	Messdatenauswertung via Bildverarbeitung	41
3.1.2.4	Auswahl der Diazofolie und Fehlerbetrachtung	42
3.2	Das Laser-PIV-Verfahren zur Strömungsfeldmessung	45
3.2.1	2D-Laser-PIV-Verfahren	46
3.2.2	3D-Laser-PIV-Verfahren	47
3.3	Die Hitzdraht-Anemometrie	49
4	Experimenteller Aufbau und Versuchsmodell	51
4.1	Der Prüfstand	51
4.2	Modellbildung	53
4.2.1	Numerische Voruntersuchungen zur Modellauslegung	54
4.2.2	Experimentelle Voruntersuchungen zur Modellauslegung	59
4.2.3	Das Modell des ebenen Halbdiffusors	63
4.3	Die Messkammer	68
4.4	Die Kühlluftausblasung	70
4.4.1	Überprüfung der Funktion des Ausblaseblocks	71
5	Experimentelle Untersuchungen	75
5.1	Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung	75
5.1.1	Untersuchungen bei ausgeprägtem turbulenten Grenzschichtprofil	75
5.1.2	Untersuchungen bei geschwächtem turbulenten Grenzschichtprofil	90
5.1.3	Einfluss der Grenzschichtdicke auf die adiabate Filmkühleffektivität	98
5.2	Filmkühlung bei lokaler Strömungsablösung	103
6	Zusammenfassung und Ausblick	111
A	Herleitungen	127
A.1	Obergrenze der Kühleffektivität $\eta_{K,\max}$	127
A.2	Grenzschichtparameter	128
B	Bilder	130

Abbildungsverzeichnis

1.1	Spezifische Leistung p und thermischer Wirkungsgrad η_{th} des Gasturbinenprozesses nach Geipel u.a. [51]	1
1.2	Prognose zur Entwicklung von Turbineneintrittstemperatur und Schaufelwerkstoffen nach Betrachtungen von Hennecke [71] und Henrich [73] mit Beispielen ausgeführter Gasturbinen ^(*) nach Amagasa u.a. [2]	2
1.3	Entwicklung der Heißgas- und Bauteiltemperaturen in einer stationären Gasturbine nach Geipel u.a. [51]	3
1.4	Interne und externe Kühlmethoden im Gasturbinenbau am Beispiel einer Leitschaufel des Triebwerks CF6 aus [73]	4
1.5	Wirkungsgrade interner und externer Kühlmethoden im Gasturbinenbau nach Hennecke [71]	6
1.6	Bereiche der Kühleffektivität thermisch hochbelasteter moderner Gasturbinenschaufeln nach Scheurlen [132]	7
1.7	Turbinenschaufelprofil einer Hochauftriebsauslegung mit Filmkühlung in Bereichen verzögerter Hauptströmung; Luftfahrtforschungsprogramm II, Engine 3E, aus [37]	8
2.1	Wirbelstrukturen bei der Einblasung von Kühlluft in eine Hauptströmung aus einem Einzelloch	13
2.2	Dominierende Wirbelstrukturen bei der Einblasung von Kühlluft in eine Hauptströmung aus einer Lochreihe: oben liegende Hufeisenwirbel bei hoher Ausblaserate	14
2.3	Beeinflussung der Strömungsgrenzschicht durch das Ausblasen von Kühlluft aus einer Lochreihe nach Langowsky [97]	15
2.4	Anstellwinkel α_{Bo} und lateraler Drehwinkel β_{Bo} der Kühlluftbohrung	22
2.5	Konturierte Bohrungsgeometrien für die Filmkühlung	23
3.1	Kalibriereinheit für das Ammoniak-Diazo-Verfahren zur Online-Kalibrierung	35
3.2	Kalibrierstreifen und Zuordnung von Grauwerten zur Kühlluftkonzentration C_{rel} bzw. zum Wert der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad}	36
3.3	Überprüfung der Ammoniak-Konzentrationen in den Mischkammern der Kalibriereinheit mit der Gaschromatographie	37
3.4	Schaltplan der Kühlluftaufbereitung zum kalibrierten Ammoniak-Diazo-Verfahren	38

3.5	Anzeige des VI's "ADT-STEUERUNG.VI" zur Automatisierung des Ammoniak-Diazo-Experiments mittels Regelung der Kühlluftaufbereitung entsprechend Bild 3.4 und Einstellung der Versuchsparameter	40
3.6	Automatisierte Bildverarbeitung des Ammoniak-Diazo-Verfahrens zur Ermittlung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad}	42
3.7	Beispiel der grafischen Darstellung von Messergebnissen zur adiabaten Filmkühleffektivität mit dem Macro " <i>kfe_calc.pro</i> "	42
3.8	Abhängigkeit der Grauwertbildung bei der Ammoniak-Diazo-Kalibrierung von der an der Diazofolie anliegenden Temperatur	43
3.9	Doppelbildaufnahme einer partikelbeladenen Strömung zur PIV-Kreuzkorrelation	45
3.10	Aufbau der Laser Particle Image Messtechnik zur PIV-Kreuzkorrelation . .	46
3.11	Abbildung der Messfläche A_{Mess} auf die Bildebene A_{Bild} der CCD-Kamera und Zuordnung des Auswertebereichs zu dem entsprechenden Auswertevolumen im Laserlichtschnitt	47
3.12	Kameraanordnung des 3D-Laser-PIV-Verfahrens zur stereoskopischen Betrachtung	48
3.13	Geometrie der Optik bei der Scheimpfluganordnung zur stereoskopischen Betrachtung mittels Laser-PIV	48
3.14	Überführung der verzerrten Bildraaster der Stereo-PIV-Kameras in ein äquidistantes Bildraaster zur 3D-Kreuzkorrelation	49
4.1	Modular aufgebauter Eiffelwindkanal	51
4.2	Filmkühlung an der Turbinenschaufel und an der ebenen Platte mit kreisrunder Vorderkante	53
4.3	CFD-Rechnung; Strömungsfeld bei $\alpha = 0^\circ$, $Re_{D,H} = 26000$	55
4.4	CFD-Rechnung; Strömungsfeld bei $\alpha = 20^\circ$, $Re_{D,H} = 26000$	55
4.5	CFD-Rechnung; Strömungsfeld bei $\alpha = 30^\circ$, $Re_{D,H} = 26000$	55
4.6	Länge der lokalen Strömungsablösung an der ebenen Platte für $Re_{D,H} = 26000$ aus numerischen Betrachtungen	56
4.7	Ebener Plattendiffusor zur Untersuchung der Filmkühlung in verzögerter Hauptströmung	57
4.8	Strukturiertes Netz der CFD-Rechnung; ebener symmetrischer Plattendiffusor mit Kühlluftausblasung	58
4.9	CFD-Rechnung; adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} im symmetrischen ebenen Plattendiffusor bei $Re_{d,H} = 5200$, $M = 0,5$	59
4.10	Experiment; adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} im symmetrischen ebenen Plattendiffusor bei $Re_{d,H} = 5200$, $M = 0,5$	59
4.11	Laser-PIV-Messung; lokale Strömungsablösung der Hauptströmung im symmetrischen ebenen Plattendiffusor bei dem Plattenanstellwinkel $\alpha = 5^\circ$ und $Re_{d,H} = 5200$	61
4.12	Laser-PIV-Messung; lokale Strömungsablösung der Hauptströmung im symmetrischen ebenen Plattendiffusor bei dem Plattenanstellwinkel $\alpha = 10^\circ$ und $Re_{d,H} = 5200$	61

4.13	Druckverlauf im symmetrischen ebenen Plattendiffuser im Nachlauf der Ausblasebohrungen bei dem Plattenanstellwinkel $\alpha = 5^\circ$ und der Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$	62
4.14	Druckverlauf im symmetrischen ebenen Plattendiffuser im Nachlauf der Ausblasebohrungen bei dem Plattenanstellwinkel $\alpha = 10^\circ$ und der Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$	62
4.15	Ebener Halbdiffuser mit lokaler Strömungsablösung im Bereich der Kühlluftausblasung	63
4.16	Ebener Halbdiffuser mit verzögerter Strömung im Bereich der Kühlluftausblasung	64
4.17	Geschwindigkeitsverlauf aus Druckmessungen im ebenen Halbdiffuser ($\alpha_1 = 0^\circ$) für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ bei Variation des Anstellwinkels α_2	67
4.18	Verlauf des Beschleunigungsfaktors K im ebenen Halbdiffuser ($\alpha_1 = 0^\circ$) für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ bei Variation des Anstellwinkels α_2	67
4.19	Aufbau der Messkammer mit ebenem Plattendiffuser	68
4.20	Messkammer mit ebenem Plattendiffuser und demontierter vorderer Wand	69
4.21	Block zur Kühlluftausblasung und Einbaulage in der ebenen Platte	70
4.22	Ausblaseblock mit Instrumentierung zur Kühlluftsteuerung und -versorgung auf einer Platine zum Einbau in die ebene Platte	71
4.23	Geschwindigkeitsüberprüfung der elf Kühlluftstrahlen des Ausblaseblocks bei der eingestellten Ausblasegeschwindigkeit $u_K = 10$ m/s	72
4.24	Flächengemittelte Geschwindigkeitsüberprüfung $\overline{u_{Bo}}$ der elf Kühlluftstrahlen des Ausblaseblocks bei verschiedenen Ausblasegeschwindigkeiten u_K	73
5.1	Ausgeprägte turbulente Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung bei $Re_{d,H} = 5200$	76
5.2	Ausgeprägte turbulente Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung bei $Re_{d,H} = 7800$	77
5.3	Versuchsaufbau zur Untersuchung der Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung mit 2D-Laser-PIV	78
5.4	2D-PIV: Reynoldszahl Re_d im Mittelschnitt der Kühlluftbohrung mit der Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$; Kühlluftausblasung mit verschiedenen Ausblaseraten M	79
5.5	3D-PIV: Reynoldszahl Re_d mit der Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$; Kühlluftausblasung mit verschiedenen Ausblaseraten M	80
5.6	3D-PIV: Reynoldszahl $Re_{d,y}$ normal zur Oberfläche mit der Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$; Kühlluftausblasung mit verschiedenen Ausblaseraten M	81
5.7	Adiabate Filmkühleffektivitäten bei verzögerter Hauptströmung und ausgeprägter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 5200$	84
5.8	Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt bei verzögerter Hauptströmung und ausgeprägter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 5200$	85
5.9	Adiabate Filmkühleffektivitäten bei verzögerter Hauptströmung und ausgeprägter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 7800$	86

5.10	Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt bei verzögerter Hauptströmung und ausgeprägter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 7800$	87
5.11	Adiabate Filmkühleffektivitäten bei verzögerter Hauptströmung und ausgeprägter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 10400$	88
5.12	Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt bei verzögerter Hauptströmung und ausgeprägter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 10400$	89
5.13	Geschwächte turbulente Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung bei $Re_{d,H} = 5200$	90
5.14	Geschwächte turbulente Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung bei $Re_{d,H} = 7800$	91
5.15	2D-PIV: Reynoldszahl Re_d im Mittelschnitt der Kühlluftbohrung mit der Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ bei geschwächter turbulenter Grenzschicht; Kühlluftausblasung mit verschiedenen Ausblaseraten M	92
5.16	Geschwindigkeitsverlauf und Beschleunigungsfaktor K im ebenen Diffusor ($\alpha_1 = 5^\circ$) bei verzögerter Hauptströmung mit geschwächtem turbulenten Grenzschichtprofil für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$	93
5.17	Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt bei verzögerter Hauptströmung und geschwächter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 5200$	95
5.18	Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt bei verzögerter Hauptströmung und geschwächter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 7800$	96
5.19	Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt bei verzögerter Hauptströmung und geschwächter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 10400$	97
5.20	Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt; turbulente Grenzschichten bei $Re_{d,H} = 5200$	99
5.21	Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt; turbulente Grenzschichten bei $Re_{d,H} = 7800$	101
5.22	Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt; turbulente Grenzschichten bei $Re_{d,H} = 10400$	102
5.23	Strömungsablösung an der ebenen Platte; 2D-Laser-PIV-Messungen im Bereich der mittleren Kühlluftbohrung ohne Kühlluftausblasung ($M = 0$), $Re_{d,H} = 5200$	104
5.24	Strömungsablösung an der ebenen Platte; 2D-Laser-PIV-Messungen im Bereich der mittleren Kühlluftbohrung ohne Kühlluftausblasung ($M = 0$), $Re_{d,H} = 5200$	105
5.25	Adiabate Filmkühleffektivitäten ohne bzw. mit lokaler Strömungsablösung bei $Re_{d,H} = 5200$ mit Wiederanlegen vor der Kühlluftausblasung nach Tabelle 5.6 (Details der Messungen können den Bildern B.16- B.19 im Anhang entnommen werden)	106

5.26	Adiabate Filmkühleffektivitäten bei lokaler Strömungsablösung bei $Re_{d,H} = 5200$ mit Wiederanlegen bei bzw. hinter der Kühlluftausblasung nach Tabelle 5.6 (Details der Messungen können den Bildern B.20- B.23 im Anhang entnommen werden)	107
5.27	Flächengemittelte adiabate Filmkühleffektivitäten $\overline{\eta}_{ad}$ für die Lauflänge $10 \cdot d$ hinter der Kühlluftbohrung bei verschiedenen Wiederanlegepositionen lokaler Strömungsablösung mit $Re_{d,H} = 5200$	108
5.28	Flächengemittelte adiabate Filmkühleffektivitäten $\overline{\eta}_{ad}$ für die Vorlauflänge $10 \cdot d$ vor der Kühlluftbohrung bei verschiedenen Wiederanlegepositionen lokaler Strömungsablösung mit $Re_{d,H} = 5200$	109
A.1	Bereiche der Kühleffektivität thermisch hochbelasteter moderner Gasturbinenschaufeln nach Scheurlen [132] mit einer ergänzenden Darstellung zur Obergrenze der Kühleffektivität $\eta_{K,max}$ nach Hennecke [72]	127
B.1	Spezifische Leistung p und thermischer Wirkungsgrad des Gasturbinenprozesses bei Nutzung von Zwischenkühlung und Wärmetauschertechnologie nach [130]	130
B.2	Machzahlverteilungen einer konventionellen Niederdruckturbinenschaufel und einer Niederdruckturbinenschaufel mit sehr hohem Auftrieb nach [64] .	130
B.3	Strömungsablösung am Profil einer Niederdruckturbinenschaufel sehr hohen Auftriebs bei Fehlanströmung nach [149]	131
B.4	Eiffelwindkanal im Labor des Lehrstuhls VFA	131
B.5	Geschwindigkeitsverlauf aus Druckmessungen im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 7800$ bei Variation des Anstellwinkels α_2 .	132
B.6	Verlauf des Beschleunigungsfaktors K im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 7800$ bei Variation des Anstellwinkels α_2 . .	132
B.7	Geschwindigkeitsverlauf aus Druckmessungen im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 10400$ bei Variation des Anstellwinkels α_2 .	133
B.8	Verlauf des Beschleunigungsfaktors K im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 10400$ bei Variation des Anstellwinkels α_2 . .	133
B.9	Turbulenzgitter eingebaut im Eiffelwindkanal im Abstand $l_M = 1100$ mm stromauf der Messkammer	134
B.10	Instrumentierte Messplatte mit Ausblaseblock und Verschiebeeinrichtung von der Seite	134
B.11	Geschwindigkeitsverlauf und Beschleunigungsfaktor K im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) bei verzögerter Hauptströmung mit ausgeprägtem turbulenten Grenzschichtprofil für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$	135
B.12	Geschwindigkeitsverlauf und Beschleunigungsfaktor K im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) bei verzögerter Hauptströmung mit ausgeprägtem turbulenten Grenzschichtprofil für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 7800$	135
B.13	Geschwindigkeitsverlauf und Beschleunigungsfaktor K im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) bei verzögerter Hauptströmung mit ausgeprägtem turbulenten Grenzschichtprofil für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 10400$	136

B.14 Geschwindigkeitsverlauf und Beschleunigungsfaktor K im ebenen Diffusor ($\alpha_1 = 5^\circ$) bei verzögerter Hauptströmung mit geschwächtem turbulenten Grenzschichtprofil für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 7800$	137
B.15 Geschwindigkeitsverlauf und Beschleunigungsfaktor K im ebenen Diffusor ($\alpha_1 = 5^\circ$) bei verzögerter Hauptströmung mit geschwächtem turbulenten Grenzschichtprofil für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 10400$	137
B.16 Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte; $x_{AW}/d = -11$, $Re_{d,H} = 5200$	138
B.17 Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte im Nachlauf einer lokalen Strömungsablösung; $x_{AW}/d = -4,9$, $Re_{d,H} = 5200$	138
B.18 Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte im Bereich lokaler Strömungsablösung; $x_{AW}/d = -4,4$, $Re_{d,H} = 5200$	139
B.19 Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte im Bereich lokaler Strömungsablösung; $x_{AW}/d = -2,4$, $Re_{d,H} = 5200$	140
B.20 Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte im Bereich lokaler Strömungsablösung; $x_{AW}/d = 1,6$, $Re_{d,H} = 5200$	141
B.21 Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte im Bereich lokaler Strömungsablösung; $x_{AW}/d = 5,4$, $Re_{d,H} = 5200$	142
B.22 Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte im Bereich lokaler Strömungsablösung; $x_{AW}/d = 14,4$, $Re_{d,H} = 5200$	143
B.23 Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte im Bereich lokaler Strömungsablösung; $x_{AW}/d = 30$, $Re_{d,H} = 5200$	144

Tabellenverzeichnis

2.1	Spezifische Wärmekapazitäten von Luft und Kohlendioxid im Modellversuch; Quelle: Irvine und Liley [77]	18
2.2	Spezifische Wärmekapazitäten in der realen Hochdruckturbine HPT; Quelle: Irvine und Liley [77]	18
3.1	Temperaturabhängiger Messfehler der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} nach Bild 3.8 entsprechend der 19°C-Linie mit Bezug auf die 22,8°C-Linie . . .	44
4.1	Beschleunigungsfaktor K im ebenen Halbdiffusor für $Re_{d,H} = 5200$ bei reibungsfreier Betrachtung	66
4.2	Beschleunigungsfaktor K im ebenen Halbdiffusor für $Re_{d,H} = 7800$ bei reibungsfreier Betrachtung	66
4.3	Beschleunigungsfaktor K im ebenen Halbdiffusor für $Re_{d,H} = 10400$ bei reibungsfreier Betrachtung	66
4.4	Gemessener Beschleunigungsfaktor K im ebenen Halbdiffusor bei Positionierung der Kühlluftbohrungen mit einem Abstand von $l_x = 165$ mm hinter der Plattenvorderkante	66
5.1	Parameter der Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung bei ausgeprägter turbulenter Grenzschicht	77
5.2	Versuchsmatrix der eingestellten Beschleunigungsfaktoren K und Reynoldszahlen $Re_{d,H}$ zur Untersuchung der Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung; $\alpha_1 = 0^\circ$	83
5.3	Parameter der Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung bei geschwächter turbulenter Grenzschicht	91
5.4	Versuchsmatrix der eingestellten Beschleunigungsfaktoren K und Reynoldszahlen $Re_{d,H}$ zur Untersuchung der Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung bei geschwächter turbulenter Grenzschicht; $\alpha_1 = 5^\circ$	94
5.5	Parameter der Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung zur Untersuchung des Einflusses der Grenzschichtdicke	98
5.6	Wiederanlegepositionen der lokalen Strömungsablösung in Bezug auf die Hinterkante der Kühlluftbohrung für den Fall ohne Kühlluftausblasung ($M = 0$)	103

Formelzeichen und Symbole

a	Temperaturleitfähigkeit	m^2/s
A	Querschnittsfläche	m^2
b	Breite	m
c	Massenkonzentration (i.Allg. von Ammoniak)	%
C	dimensionslose Massenkonzentration	%
C _{rel}	dimensionslose Massenkonzentration von Ammoniak	%
c _p	spezifische Wärmekapazität	J/(kg K)
d	Durchmesser der Kühlluftbohrungen	m
D	Stärke der Modellplatte	m
D	binärer Diffusionskoeffizient	m^2/s
DR	Dichteverhältnis zwischen Kühlluft– und Hauptströmung	–
f	Frequenz	1/s
gw	digitalistierter Grauwert	bit
h	Höhe	m
I	Impulsverhältnis der Kühlluftausblasung	–
K	Beschleunigungsparameter	–
l	Länge	m
L	Länge der Kühlluftbohrung	m
M	Ausblaserate der Kühlluftausblasung	–
m	Masse	kg
\dot{m}	Massenstrom	kg/s
n	Anzahl, Variable	–
p	Druck	Pa
p	Spezifische Leistung	W/(kg/s)
P	Leistung	W
\dot{q}	Wärmestromdichte	W/m ²
\dot{Q}	Wärmestrom	W
r	Volumenkonzentration	%
r	Radius	m
R	spezielle Gaskonstante	%
RH	relative Luftfeuchtigkeit	%
t	Teilung der Kühlluftbohrungen	m
t	Zeit	s
T	Temperatur	K
Tu	Turbulenz	%

u	Geschwindigkeit	m/s
V	Volumen	m^3
\dot{V}	Volumenstrom	m^3/s
x	axiale Koordinate in Hauptstromrichtung	m
y	vertikale Koordinate normal zur Oberfläche	m
z	laterale Koordinate zur Hauptstromrichtung entlang der Oberfläche	m
α_{Bo}	Anstellwinkel der Kühlluftbohrung gegenüber der Profiloberfläche	$^\circ$
α	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W}/(\text{m}^2 \text{ K})$
α	Anstellwinkel der ebenen Platte	$^\circ$
α_1	Anstellwinkel der instrumentierten Platte des ebenen Diffusors	$^\circ$
α_2	Anstellwinkel der Gegenplatte des ebenen Diffusors	$^\circ$
β_{Bo}	Drehwinkel der Bohrung relativ zur Hauptstromrichtung	$^\circ$
γ	Geometriewinkel	$^\circ$
δ_1	Verdrängungsdicke der Grenzschicht	m
δ_2	Impulsverlustdicke der Grenzschicht	m
δ_3	Energieverlustdicke der Grenzschicht	m
δ_{99}	Grenzschichtdicke	m
Δ	Abstand	m
ε_{Dt}	turbulente Stoffaustauschgröße	—
ε_{qt}	turbulente Energieaustauschgröße	—
$\varepsilon_{\tau t}$	kinematische Wirbelviskosität	m^2/s
η_{A}	Kühlluftausnutzung	—
η_{ad}	adiabate Filmkühleffektivität	—
$\overline{\eta_{\text{ad}}}$	lateral gemittelte adiabate Filmkühleffektivität	—
$\overline{\overline{\eta_{\text{ad}}}}$	flächengemittelte adiabate Filmkühleffektivität	—
η_{K}	Kühleffektivität	—
η_{th}	thermischer Wirkungsgrad	—
λ	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W}/(\text{m K})$
μ	dynamische Viskosität	$\text{kg}/(\text{m s})$
ν	kinematische Viskosität	m^2/s
ρ	Dichte	kg/m^3
ϕ	bezogener Kühlluftverbrauch	—
π	Verdichterdruckverhältnis der Gasturbine	—
τ	Schubspannung	N/m^2
Θ	dimensionslose Temperatur	—

Indizes

ad	adiabat
aW	adiabate Wand
a	Austritt
A	Ablösung
AA	Ablöseposition der lokalen Ablösung
AW	Wiederanlegeposition der lokalen Ablösung
Bo	Kühlluftbohrung
d	d als charakteristische Länge
Diff	Wert im ebenen Plattendiffusor
e	Eintritt
f	Kühlfilmzustand
Ges	Gesamtgröße
H	Heißgas bzw. Hauptstrom im nicht gestörten Bereich über den Ausblasebohrungen
hitz	Hitzdrahtsignal
i, j, k	Zählindex
i	impermeabel bzw. stoffundurchlässig
K	Kühlluft
Kal	Kalibrierung
Kor	Korrektur
L	Luft
M	Masche
Mat	Material
Mess	Messbereich
NH ₃	Ammoniak
r	Recoveryzustand
rel	relativ
ref	Referenzzustand
St	Stab
Traverse	Traversierung
turb	turbulent
U	Umgebung
W	Wand
0	Totalgröße bzw. Ruhezustand, Bezugszustand
∞	freie Hauptströmung vor dem Modell

Hochgestellte Symbole

'	turbulente Schwankungsgröße
–	Mittelwert
^	dimensionslos
·	zeitliche Ableitung

Dimensionslose Kennzahlen

$DR = \frac{\rho_K}{\rho_H}$	Dichteverhältnis
$M = \frac{\rho_K \cdot u_K}{\rho_H \cdot u_H}$	Ausblaserate
$I = \frac{\rho_K \cdot u_K^2}{\rho_H \cdot u_H^2}$	Impulsrate
$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\nu \cdot c_p \cdot \rho}{\lambda}$	Prandtlzahl
$Pr_t = \frac{\varepsilon_{Tt}}{\varepsilon_{qt}}$	turbulente Prandtlzahl
$Re = \frac{\rho \cdot l \cdot u}{\eta} = \frac{l \cdot u}{\nu}$	Reynoldszahl
$Sc = \frac{\nu}{D}$	Schmidtzahl
$Sc_t = \frac{\varepsilon_{Tt}}{\varepsilon_{DT}}$	turbulente Schmidtzahl
$K = \frac{\nu}{u^2} \frac{du}{dx}$	Beschleunigungsparameter
$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2}$	Formparameter der Grenzschicht
$H_{32} = \frac{\delta_3}{\delta_2}$	Formparameter der Grenzschicht

Konstanten

$R_L = 287,04 \frac{J}{kg \cdot K}$	spezielle Gaskonstante der trockenen Luft
$R_{NH_3} = 488,21 \frac{J}{kg \cdot K}$	spezielle Gaskonstante von Ammoniak

Grenzschichtparameter

δ_{99} Grenzschichtdicke : Abstand von der Oberfläche, bei dem $u(y) = 0,99 \cdot u_H$ gilt

$$\delta_1 = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{\rho \cdot u}{\rho_H \cdot u_H} \right) dy$$

$$\delta_2 = \int_0^{\infty} \frac{\rho \cdot u}{\rho_H \cdot u_H} \cdot \left(1 - \frac{u}{u_H} \right) dy$$

$$\delta_3 = \int_0^{\infty} \frac{\rho \cdot u}{\rho_H \cdot u_H} \cdot \left(1 - \left(\frac{u}{u_H} \right)^2 \right) dy$$

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Problemstellung

Neuzeitige Gasturbinen werden vorrangig als Fluggasturbinen und als stationäre Antriebe in GuD-Kraftwerken eingesetzt. Sie werden als Serienmaschinen unter hohen Qualitätsanforderungen hergestellt. Gasturbinen werden mit Hinblick auf die Wirtschaftlichkeit und die Umweltverträglichkeit entwickelt, konstruiert und produziert. Die Produktionskosten werden mit modernen Managementverfahren optimiert. Heutige Fertigungsverfahren erlauben das kostengünstige Herstellen auch aufwendiger Konstruktionen.

Im Mittelpunkt des Interesses der Entwicklung zukünftiger Gasturbinen steht neben der Minimierung hinsichtlich Schadstoff- und Lärmemissionen vor allem das Erreichen niedriger Betriebskosten. Dies erfordert die Erhöhung der Zuverlässigkeit der Maschinen, um die Kosten für Wartungs- und Reparaturarbeiten zu verringern. In diesem Rahmen ist eine Optimierung der einzelnen Triebwerkskomponenten hinsichtlich ihrer spezifischen Leistungsmerkmale anzustreben.

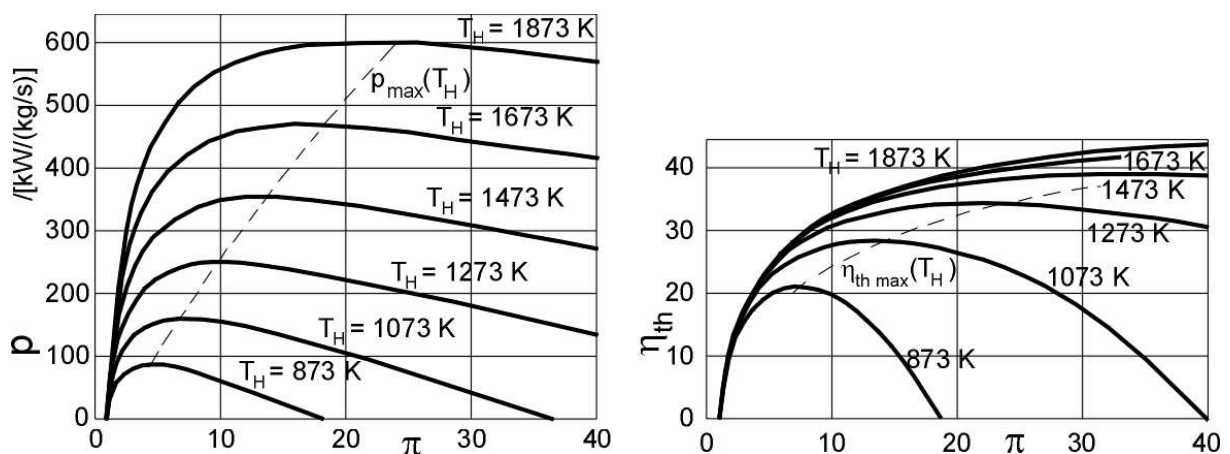


Bild 1.1: Spezifische Leistung p und thermischer Wirkungsgrad η_{th} des Gasturbinenprozesses nach Geipel u.a. [51]

Eine Maßnahme, um die Betriebskosten der Gasturbinen zu verringern, ist die Senkung des Brennstoffverbrauchs. Dazu ist es notwendig, die Gasturbinen hinsichtlich des thermo-

dynamischen Gesamtprozesses zu optimieren. Dies ist durch eine Steigerung des spezifischen Schubes bzw. der spezifischen Leistung bei gleichzeitiger Absenkung des spezifischen Brennstoffverbrauches realisierbar. Die weitere Steigerung der Turbineneintrittstemperatur bei gleichzeitig angepasstem Verdichterdruckverhältnis wird dies ermöglichen, siehe Hennecke [71] und Henrich [73]. Mit einer Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses lässt sich der thermische Wirkungsgrad des Gasturbinenprozesses erhöhen, siehe Bild 1.1. Dies gilt um so mehr bei Nutzung von Zwischenkühlung und Wärmetauschertechnologie, siehe Saravanamuttoo u.a. [130] bzw. weitere Details im Anhang in Bild B.1. Einerseits führt dies zur gewünschten Senkung des Brennstoffverbrauches. Die gleichzeitige Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur steigert andererseits den spezifischen Schub bzw. die spezifische Leistung und das wirkt sich reduzierend auf das Gesamtgewicht der Gasturbine aus. Dies ist im Besonderen für den Einsatz in der Luftfahrttechnik von Bedeutung.

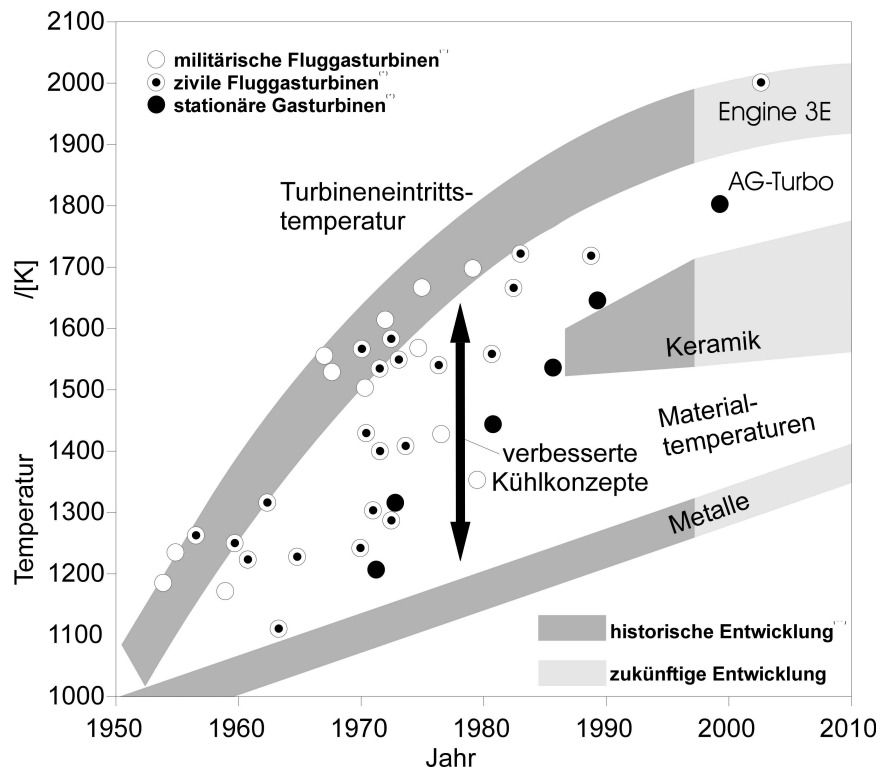


Bild 1.2: Prognose zur Entwicklung von Turbineneintrittstemperatur und Schaufelwerkstoffen nach Betrachtungen von Hennecke [71] und Henrich [73] mit Beispielen ausgeführter Gasturbinen (*) nach Amagasa u.a. [2]

Bild 1.2 gibt die Entwicklung hin zu immer höheren Turbineneintrittstemperaturen wieder. Einer Studie von Amagasa u.a. [2] folgend - entsprechende Eintragungen sind Bild 1.2 zu entnehmen - gilt das für militärische und zivile Fluggasturbinen, wie auch für stationäre Gasturbinen. Bei Fluggasturbinen ist demzufolge die Turbinenschaufelkühlung seit dem Jahr 1950 Stand der Technik. Für stationäre Gasturbinen ist die Turbinenschaufelkühlung seit dem Jahr 1970 notwendig, was entsprechend auch das Bild 1.3 einer Studie nach Geipel u.a. [51] wiedergibt. Bild 1.2 sind weiterhin die angestrebten Turbineneintrittstemperaturen zu aktuell laufenden Forschungsprojekten zukünftiger stationärer Gastur-

binen “AG-Turbo - 500 MW auf einer Welle” und zukünftiger Fluggasturbinen “Engine 3E” zu entnehmen. Auch diese Forschungsprojekte belegen, dass der Trend hin zu höheren Turbineneintrittstemperaturen auch in Zukunft anhält. Durch eine kontinuierliche Weiterentwicklung im Bereich der eingesetzten Werkstoffe, Oberflächenbeschichtungen und Materialstrukturen der Turbinenschaufeln wird die maximal zulässige Turbinenschaufeloberflächentemperatur zwar fortwährend gesteigert, kann den gleichzeitig ansteigenden Wert der Turbineneintrittstemperatur aber nicht erreichen. Die Turbineneintrittstemperaturen moderner Fluggasturbinen liegen mit $T_H \approx 2000$ K weit über der heute zulässigen Oberflächentemperatur von $T_{W,max} = 1370$ K (bzw. $T_{W,max} = 1450$ K bei der Einkristallschaufel), Schiffer [133]. Daher ist eine Kühlung der Hochdruckturbinen moderner Fluggasturbinen unbedingt notwendig. Dies gilt in gleicher Weise auch für die stationären Gasturbinen, wie aus Bild 1.3 ersichtlich ist.

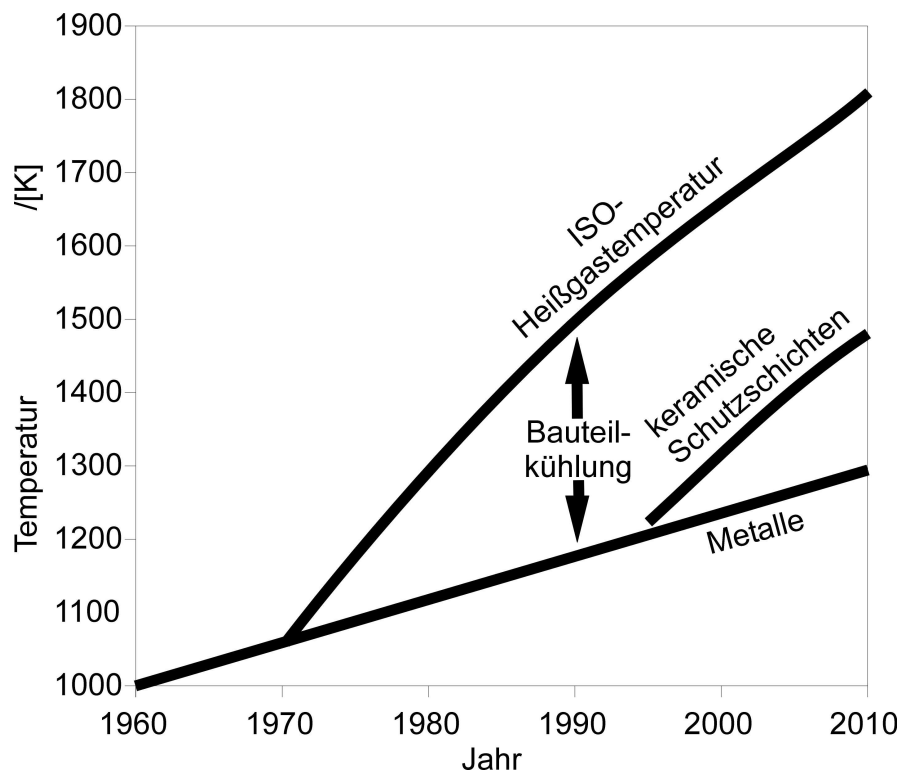


Bild 1.3: Entwicklung der Heißgas- und Bauteiltemperaturen in einer stationären Gasturbine nach Geipel u.a. [51]

Bei der Darstellung in Bild 1.3 ist zu beachten, dass es sich bei der ISO-Heißgastemperatur um eine fiktive Mischtemperatur handelt, die sich ergibt, wenn der gesamte Kühlluftmassenstrom dem Heißgas vor der Turbine zugemischt wird. Das bedeutet bei einem Kühlluftverbrauch stationärer Gasturbinen in der Größenordnung von rund 20 % des Verdichteransaugmassenstromes, dass die tatsächliche Turbineneintrittstemperatur T_H um mehrere 100 K über der ISO-Heißgastemperatur liegen kann, siehe Scheurlen [132].

Die Kühlung der Turbinenschaufeln der Hochdruckturbinen HPT wird heute mit dem Einsatz der Filmkühlung realisiert, siehe Kapitel 1.2.

1.2 Stand der Technik

Im Bereich der Gasturbinen gibt es verschiedene Kühlmethoden. Eine Vielzahl an grundlegenden Methoden können der Fachliteratur, siehe z.B. Saravanamuttoo u.a. [130], entnommen werden. Auch wenn in jüngster Zeit die Kühlung mit Wasserdampf für die stationären Gasturbinen interessant erscheint, siehe Veröffentlichungen von Nirmalan u.a. [114], Matata u.a. [108] und Yoshida [158], so ist die Luftkühlung doch die dominierende Kühlmethode im Gasturbinenbau. Bild 1.4 gibt am Beispiel einer gekühlten Leitschaufel einen Überblick zum Zusammenwirken der verschiedenen Kühlvorrichtungen und -methoden im Gasturbinenbau.

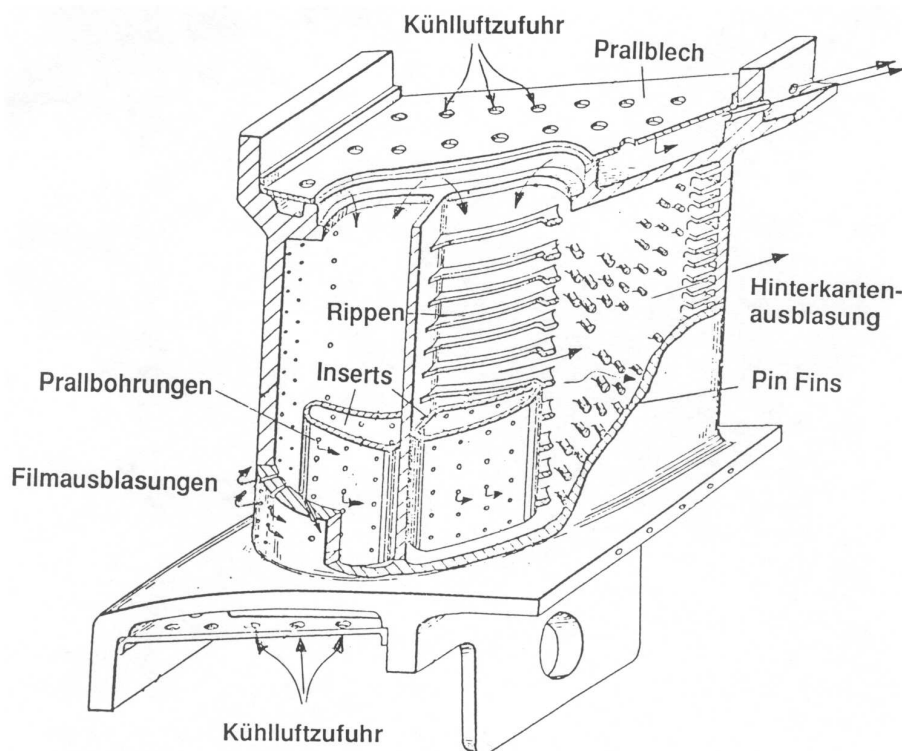


Bild 1.4: Interne und externe Kühlmethoden im Gasturbinenbau am Beispiel einer Leitschaufel des Triebwerks CF6 aus [73]

Eine detaillierte Übersicht zu den im Turbomaschinenbau gebräuchlichen Kühlmethoden wird von Le Grives [102] zusammengestellt und von Lutum [106] folgendermaßen wiedergegeben:

Interne Kühlung

- Bei der Konvektionskühlung nimmt die Kühlluft die von der Wand abgegebene Wärme auf und führt diese über Kanäle in den Schaufelwänden ab. Um den Wärmeübergang zu verbessern, wird die Schaufel innen mit Kühlrippen bzw. anderen turbulenz erzeugenden Strukturen versehen.

- Bei der Prallkühlung wird in der Regel ein Blecheinsatz benutzt, der die Kühlluft in geeigneter Weise auf die inneren Schaufelwände aufprallen lässt. Hierbei wird der Wärmeübergang deutlich erhöht.

Externe Filmkühlung und Effusionskühlung

- Bei der Filmkühlung wird die Kühlluft, die bereits zur internen Kühlung benutzt wurde, durch Schlitze oder Filmkühlbohrungen in der Schaufelwand ausgeblasen. Die ausgeblasene Kühlluft legt sich im Idealfall als schützender Film über die zu kühlende Oberfläche. Hierdurch wird der Wärmestrom in die Turbinenschaufel deutlich vermindert. Die Kühlluftausblasung beeinflusst die externe Strömung der Turbinenschaufeln und kann unter Umständen eine drastische Zunahme der aerodynamischen Verluste sowie des externen Wärmeübergangs bewirken.
- Die Effusionskühlung erlaubt eine homogene Ausbildung des Kühlfilms auf der zu kühlenden Wand, da die Kühlluft durch einen porösen Mantel austritt. Die Effusionskühlung, auch Transpirationskühlung genannt, ist eine sehr effiziente Kühlmethode die allerdings für die Schaufelkühlung noch nicht erfolgreich in der Praxis umgesetzt werden konnte. Einem hohen Fertigungsaufwand stehen bei der Effusionskühlung z.B. Probleme wie das Verstopfen durch Oxidation oder Partikel entgegen.

Haslinger [66] und Jung [84] folgend lässt sich zeigen, dass bei den heute angestrebten Prozess- und Materialtemperaturen, siehe Kapitel 1.1, eine Kombination aus Konvektionskühlung und Prallkühlung in Verbindung mit der Filmkühlung zum thermischen Schutz der ersten Hochdruckturbinenstufe notwendig ist. Die Kühlluft zur Kühlung der Hochdruckturbinen wird der letzten Stufe des Verdichters entnommen. Die Temperatur der Kühlluft liegt nach dem Stand der Technik heute somit bei $T_K \approx 900$ K. Mit der Annahme einer maximalen Wandtemperatur von $T_W = 1450$ K bei Einsatz einer Einkristallschaufel und einer lokal maximal anliegenden Turbineneintrittstemperatur von bis zu $T_{H,\max} = 2200$ K, Schiffer [133], ergibt sich nach Gl. 1.1 die notwendige Kühleffektivität zu $\eta_K = 58$ %.

$$\eta_K = \frac{T_H - T_W}{T_H - T_K} \quad (1.1)$$

Dem Diagramm in Bild 1.5 ist zu entnehmen, dass die hier notwendige Kühleffektivität η_K nicht mehr mit der internen Kühlung bei vertretbarem Kühlluftverbrauch realisierbar ist. Die Kombination der internen Kühlverfahren mit der externen Filmkühlung lässt dagegen bei einem bezogenen Kühlluftverbrauch von $\phi = 4$ % entsprechend Gl. 1.2 eine ausreichende Kühlung erwarten.

$$\phi = \frac{\dot{m}_K}{\dot{m}_H} \quad (1.2)$$

Wie dem Diagramm in Bild 1.5 zu entnehmen ist, bietet die Effusionskühlung ein wesentlich höheres Potential. Da die vorab genannten Probleme allerdings die Betriebssicherheit

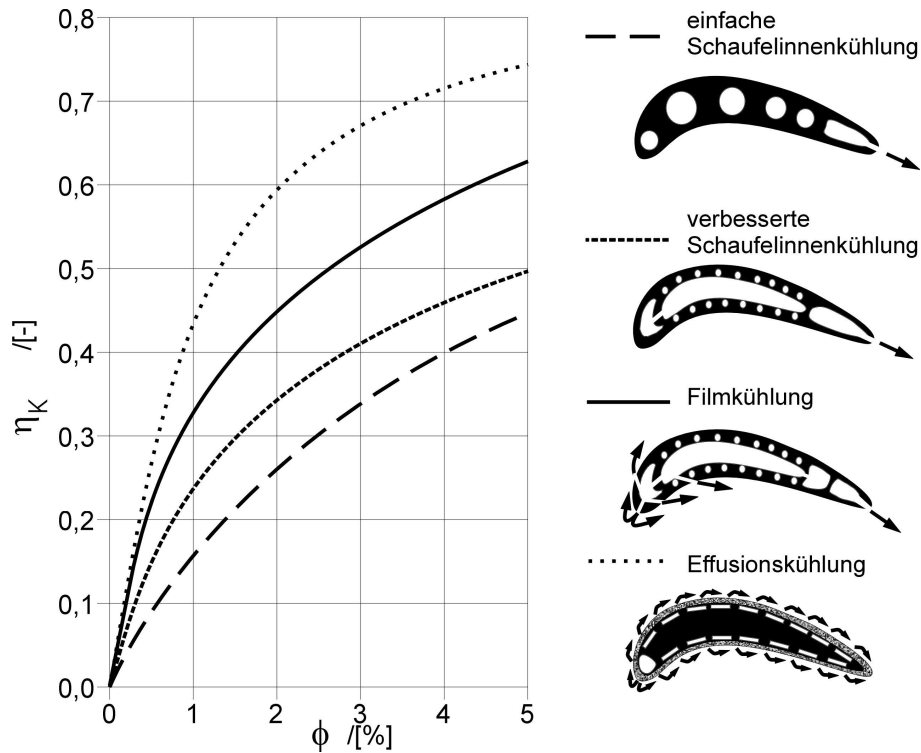


Bild 1.5: Wirkungsgrade interner und externer Kühlmethoden im Gasturbinenbau nach Hennecke [71]

der Gasturbine einschränken würde, ist die Filmkühlung im Bereich der Hochdruckturbine heute als Stand der Technik zu sehen.

Scheurlen [132] zeigt auf, dass die Filmkühlung sowohl für stationäre Gasturbinen als auch für Flugtriebwerke im Bereich der thermisch hochbelasteten modernen Gasturbinenschaufeln der notwendige Stand der Technik ist. Bild 1.6 beschreibt die Kühleffektivität η_K als Funktion des thermischen Belastungsparameters HLP (Heat Load Parameter). Der thermische Belastungsparameter ist der Quotient aus dem Kühlpotential der Kühlluft zur möglichen äußeren Wärmebelastung. Dabei wird das Kühlpotential der Kühlluft aus dem Produkt des Kühlluftmassenstroms \dot{m}_K und dessen spezifischer Wärmekapazität c_{pK} gebildet. Die mögliche äußere Wärmebelastung wird aus dem Produkt der äußeren Schaufeloberfläche A_W und der mittleren Wärmeübergangszahl $\overline{\alpha_W}$ gebildet. Die Grenzkurve in Bild 1.6 gibt die derzeitige praktische Obergrenze für die Kühleffektivität η_K an. Diese sei dann erreicht, wenn die Kühlluft durch das eingesetzte Kühlverfahren zunächst im Inneren der Turbinenschaufel konvektiv auf die Temperatur der maximalen Wandtemperatur $T_{W,max}$ gebracht wird und anschließend mit der aufgewärmten Kühlluft noch eine Filmkühlung erreicht werde, deren Kühleffektivität $\eta_K(T_K = T_{W,max})$ bei 50 % liege, so Scheurlen [132]. Der in Bild 1.6 dargestellten Grenzkurve liegen sicherlich weitere technische Maßnahmen zugrunde, wie z.B. das Aufbringen einer keramischen Schutzschicht auf der Schaufeloberfläche. Nach einer theoretischen Abschätzung von Hennecke [72] ergibt sich ansonsten eine Grenzkurve mit niedrigerem Niveau, siehe weitere Details im Anhang A.1.

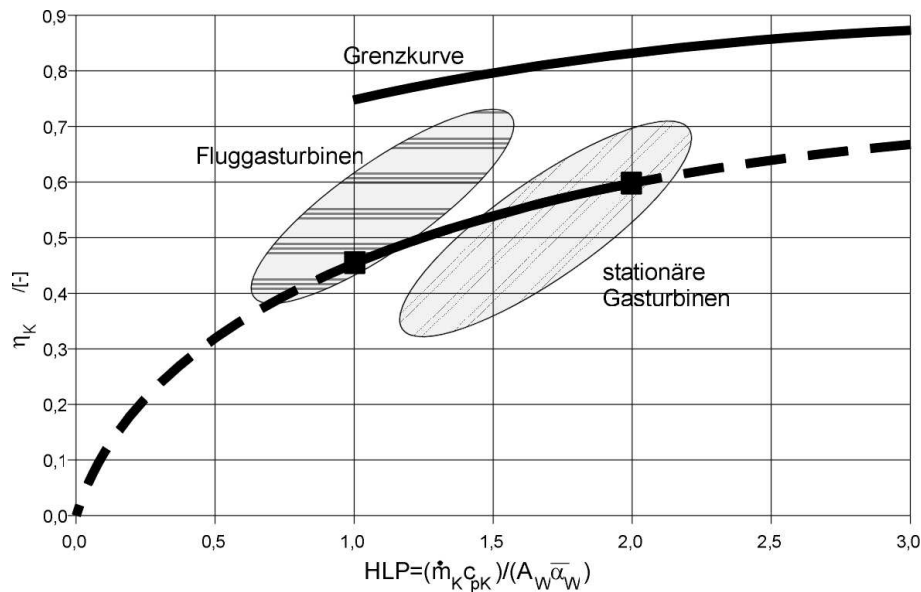


Bild 1.6: Bereiche der Kühleffektivität thermisch hochbelasteter moderner Gasturbinenschaufeln nach Scheurlen [132]

Die ideal gekühlte Schaufel ist in Bild 1.6 in der linken oberen Ecke zu finden. In Bild 1.6 ist zu beachten, dass stationäre Gasturbinen im allgemeinen einen höheren Kühlluftverbrauch haben. Sie werden in ihrem Arbeitszyklus während einer wesentlich längeren Betriebszeit mit sehr hohen Heißgastemperaturen belastet als Flugtriebwerke, welche ihre maximale Heißgastemperatur nur während der Startphase einer Flugmission erreichen.

1.3 Zielsetzung der Arbeit

Zur Optimierung der Turbine wird beabsichtigt, die spezifische Arbeit, die in der einzelnen Turbinenstufe umgesetzt wird, zu erhöhen. Dies ist durch die aerodynamische Verbesserung mit Hinblick auf den Auftrieb der einzelnen Turbinenschaufel zu erreichen. Wird an der einzelnen Turbinenschaufel mehr Arbeit umgesetzt, so kann dies zu einer Verringerung der Schaufelanzahl oder sogar zum Einsparen einer ganzen Turbinenstufe führen. Die aerodynamische Optimierung eines Turbinenschaufelprofils kann durch eine Erhöhung des wirkenden Druckes auf der Druckseite bzw. eine Absenkung des Druckes auf der Saugseite erreicht werden. Dies bedeutet, es wird eine Verringerung der Strömungsgeschwindigkeiten auf der Druckseite bzw. eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeiten auf der Saugseite angestrebt. Für die Turbinenbeschaufelung einer Niederdruckturbinen wurden entsprechende Optimierungen von Haselbach u.a. [64] durchgeführt. Die Umströmung des Hochauftriebs-Turbinenschaufelprofils weist im vorderen Bereich der Druckseite sowie im hinteren Bereich der Saugseite Gebiete mit lokaler Strömungsverzögerung auf. Weitere Details sind dem Anhang aus Bild B.2 zu entnehmen. Van Treuren [149] zeigt die Probleme auf, die entstehen, wenn ein solches Turbinenschaufelprofil nicht im Auslegungspunkt angeströmt wird. Es bewirkt lokale Strömungsablösungen in den genannten Bereichen auf Druck und Saugseite. Bild B.3 im Anhang gibt hierzu eine ergänzende Darstellung.

Dennoch scheint der Einsatz eines solchen Hochauftriebs-Turbinenschaufelprofils sinnvoll. Nach Haselbach u.a. [64] wird der Einsatz dieses Profils zu einer Reduzierung der Schaufelanzahl in der Turbinenstufe von bis zu 20 % führen.

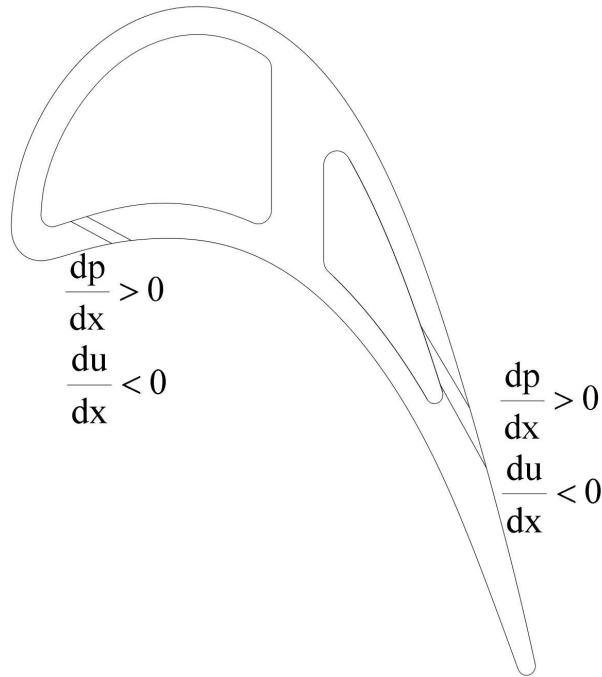


Bild 1.7: Turbinenschaufelprofil einer Hochauftriebsauslegung mit Filmkühlung in Bereichen verzögerter Hauptströmung; Luftfahrtforschungsprogramm II, Engine 3E, aus [37]

Eine entsprechende Optimierung der Hochdruckturbinen, indem die Laufschaufel als Hochauftriebsprofil gestaltet wird, lässt ähnliche Erfolge bei der Reduzierung der Turbinenschaufelanzahl erwarten, wie bei dem Einsatz des Hochauftriebprofils in der Niederdruckturbinen. Allerdings sind hier auch die ähnlichen Probleme zu erwarten. D.h., es stellen sich im vorderen Bereich der Druckseite und im hinteren Bereich der Saugseite am Schaufelprofil verstärkt Gebiete mit verzögerter Hauptströmung ein. Eine Fehlanströmung eines solchermaßen optimierten Turbinenschaufelprofils mit Rückeninzidenz lässt eine lokale Strömungsablösung im vorderen Bereich der Druckseite erwarten. Auf der Saugseite neigt dieses Profil zur Strömungsablösung im hinteren Bereich. Bild 1.7 zeigt ein solches Turbinenschaufelprofil, welches lokal Gebiete mit Druckrückgewinn bzw. Strömungsverzögerung aufweist. Da gleichzeitig allerdings auch die Turbineneintrittstemperatur gesteigert wird, siehe Bild 1.2 und Kapitel 1.2, muss die Oberfläche dieser Turbinenschaufel auch in Gebieten mit lokal starker Strömungsverzögerung mittels Filmkühlung gekühlt werden. Darüber hinaus ist die Wirkung der Filmkühlung bei lokaler Strömungsablösung nicht hinreichend bekannt, auch wenn diese unter Umständen nur temporär auftritt.

Ziel dieser Arbeit ist daher die grundlegende Untersuchung der Filmkühlung in Gebieten mit verzögerter Hauptströmung und der Filmkühlung in Bereichen mit lokaler Strömungsablösung. Eine Vielzahl wissenschaftlicher Untersuchungen zur Filmkühlung bedient sich der numerischen Strömungssimulation. Dazu werden heute vorwiegend vollelliptische Navier-Stokes-Rechenverfahren eingesetzt, welche zur Schließung des Gleichungs-

systems der zeitlich gemittelten Navier-Stokesschen-Gleichungen ein k - ϵ -Turbulenzmodell nutzen. Dabei muss beachtet werden, dass die numerische Filmkühlsimulation zum einen die Hauptströmung richtig wiedergibt, zum anderen aber die für die Ausbildung des Kühlfilms wichtige Strömung in der Kühlfilmbohrung berücksichtigt. Numerische Untersuchungen zur Filmkühlung an einer ebenen Platte werden z.B. von Leylek und Zerkle [100], von Berhe und Patankar [19] und von Walters und Leylek [154] durchgeführt, während Lin u.a [101] und He u.a. [69] die Filmkühlung bei Vorderkantenausblasung numerisch simulieren. Weigand und Harasgama [155] führen numerische Untersuchungen zur Filmkühlung am rotierenden Turbinenblatt durch. Allen numerischen Untersuchungen ist gemein, dass sie sich zur Validierung an experimentellen Untersuchungen orientieren. Denn die Turbulenzmodelle der numerischen Strömungslöser berücksichtigen nicht die in der Realität anisotropen Eigenschaften der turbulenten Viskosität. Gerade der in eine Hauptströmung eintretende Kühlluftstrahl ist aber durch eine starke Anisotropie der Turbulenzstrukturen gekennzeichnet. Zur detaillierten Untersuchung der Filmkühlung im Nahbereich der Kühlluftausblasung ist demzufolge das Experiment unbedingt erforderlich. Daher ist diese Arbeit zur grundlegenden Untersuchung überwiegend experimentell ausgelegt. Die numerische Strömungssimulation wird im Rahmen der Modellfindung eingesetzt. Die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit sollen eine weitere Grundlage zur Validierung numerischer Strömungslöser bilden.

Kapitel 2

Filmkühlung

2.1 Thermische und hydrodynamische Wirkung der Filmkühlung

Bei der Auslegung einer Turbinenschaufel ist die Kenntnis des örtlichen thermischen Zustandes zwischen Heißgas und Schaufeloberfläche von besonderem Interesse. Dabei interessiert entweder die Bestimmung der sich einstellenden Oberflächentemperatur T_W aus der Kenntnis des lokal anliegenden Wärmeflusses \dot{Q} . Oder es interessiert bei einer bekannten Wandtemperatur T_W der abzuführende Wärmestrom \dot{Q} .

Der Wärmefluss \dot{Q} von einem strömenden Fluid in eine überströmte Oberfläche berechnet sich nach der Gleichung für den konvektiven Wärmetransport aus dem Produkt der anliegenden Werte für die Fläche A , den Wärmeübergangskoeffizienten α und des treibenden Temperaturgradienten $(T_{\text{ref}} - T_W)$.

$$\dot{Q} = \alpha \cdot A \cdot (T_{\text{ref}} - T_W) \quad (2.1)$$

Dabei bezeichnet T_{ref} die anliegende Referenztemperatur, welche das Fluid an der Oberfläche besitzt. Wird der Wärmefluss \dot{Q} auf die Fläche bezogen, ergibt sich die Wärmestromdichte \dot{q} .

$$\dot{q} = \alpha \cdot (T_{\text{ref}} - T_W) \quad (2.2)$$

Für eine kompressible Strömung stellt sich als Referenztemperatur die Recoverytemperatur T_r an der Oberfläche ein. Strömt das Fluid nur mit einer geringen Machzahl Ma und kann daher als inkompressibel betrachtet werden, so ist die an der Oberfläche anliegende Fluidtemperatur die Fluidtemperatur $T_H = \text{const.}$. Die Wärmestromdichte \dot{q}_H ergibt sich sodann bei Kenntnis des Wärmeübergangskoeffizienten α_H nach Gl. 2.3.

$$\dot{q}_H = \alpha_H \cdot (T_H - T_W) \quad (2.3)$$

Um die örtliche Wärmestromdichte \dot{q}_f in die Schaufeloberfläche bei Filmkühlung zu bestimmen, ist als Referenztemperatur T_{ref} die lokal anliegende Kühlfilmtemperatur T_f und der Wärmeübergangskoeffizient α_f bei Strömung mit Filmkühlung in Gl. 2.2 einzusetzen.

$$\dot{q}_f = \alpha_f \cdot (T_f - T_W) \quad (2.4)$$

Die Kühlfilmtemperatur ergibt sich als Temperatur bei der Ausmischung von Heißgas und Kühlluft und es gilt:

$$T_K \leq T_f \leq T_H \quad (2.5)$$

Mit Goldstein [53] lässt sich Gl. 2.4 weiter umformen. Im Falle einer ideal isolierten Oberfläche, also einer adiabaten Wand ($\dot{q}_f = 0$), stellt sich bei Filmkühlung an der Oberfläche die adiabate Wandtemperatur T_{aW} ein, die der wandnahen Kühlfilmtemperatur T_f entspricht. Es folgt:

$$\dot{q}_f = \alpha_f \cdot (T_{aW} - T_W) \quad (2.6)$$

Mit Einführung der dimensionslosen Schreibweise der adiabaten Wandtemperatur, der adiabaten Filmkühleffektivität

$$\eta_{ad} = \frac{T_{aW} - T_H}{T_K - T_H}, \quad (2.7)$$

und der Einführung der dimensionslosen Wandtemperatur

$$\Theta_W = \frac{T_W - T_H}{T_K - T_H} \quad (2.8)$$

folgt aus Gl. 2.6:

$$\dot{q}_f = \alpha_f \cdot \left(1 - \frac{\eta_{ad}}{\Theta_W}\right) \cdot (T_H - T_W) \quad (2.9)$$

Bei Einbeziehung der Gl. 2.3 ergibt sich daraus die Änderung der Wärmebelastung infolge Filmkühlung.

$$\frac{\dot{q}_f}{\dot{q}_H} = \frac{\alpha_f}{\alpha_H} \cdot \left(1 - \frac{\eta_{ad}}{\Theta_W}\right) \quad (2.10)$$

Unter der Annahme konstanter Stoffwerte der Fluide ist die Energiegleichung (Kapitel 3.1.1.1, Gl. 3.3) bezüglich der Temperatur linear und von der Bewegungsgleichung entkoppelt. Somit beschreibt der Wärmeübergangskoeffizient α_f die hydrodynamische Wirkung der Strömung mit Filmkühlung. Die thermische Wirkung der Filmkühlung lässt sich durch die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} erfassen.

2.2 Grundlagen der Filmkühlung

Die Filmkühlung stellt eine sehr effiziente Methode dar, thermisch hoch belastete Bauteile im Turbomaschinenbau zu schützen. Eine optimale Schutzwirkung wird erreicht, wenn es gelingt, einen geschlossenen Kühlfilm als thermische Isolierschicht zwischen das Bauteil und das Heißgas zu legen. In diesem Rahmen scheint die Kühlluftausblasung aus einem Schlitz, auch zweidimensionale Filmkühlung genannt, die optimale Lösung zur Erzeugung

einer idealen Kühlfilmgeometrie zu sein. Bei dieser zweidimensionalen Filmkühlung wird die Kühlluft aus Schlitzen ausgeblasen, die tangential oder unter einem Winkel zur Oberfläche angeordnet sind. Die Schlitze werden dabei im Bauteil quer zur Hauptströmungsrichtung angeordnet. Das ermöglicht eine optimale Verteilung der Kühlluft in lateraler Richtung und verhindert das Eindringen des Heißgases unter den Kühlfilm, siehe Sargison u.a. [131]. Goldstein [53] gibt eine umfassende Übersicht zu diesbezüglichen Untersuchungen, die bis zum Jahr 1971 durchgeführt wurden.

Aus Gründen der Strukturmechanik lässt sich an Turbinenschaufeln, welche aufgrund ihrer Rotationsbewegung sehr hohen Fliehkräften ausgesetzt sind, die Schlitzausblasung nicht realisieren. Aus Gründen der Strukturfestigkeit gilt das gleiche im allgemeinen ebenfalls für die nicht rotierenden Leitschaufeln, also auch ohne das Auftreten von Fliehkräften. Daher wird die Kühlluft aus Lochreihen ausgeblasen. Dabei wird angestrebt, die Ausblasung aus den Lochreihen so zu konfigurieren, dass die Kühlluft nach dem Ausströmen aus der einzelnen Bohrung möglichst schnell mit der Kühlluft aus den benachbarten Bohrungen zusammenströmt und einen geschlossenen Kühlfilm auf der Schaufeloberfläche bildet. Kruse [94] zeigt, dass sich die einzelnen Kühlluftstrahlen in Lochnähe zunächst wie Einzelstrahlen verhalten, so wie es in Bild 2.1 dargestellt ist. Sie werden von der Außenströmung zur Schaufeloberfläche hin umgelenkt. Sind die Kühlluftbohrungen der Lochreihe in hinreichend geringen Abständen lateral zur Außenströmung angeordnet, so können sich die Einzelstrahlen zu einem geschlossenen Kühlfilm formieren, welcher an der Schaufeloberfläche anliegt. Eine entsprechende Darstellung des resultierenden Kühlfilmes gibt Bild 2.2 wieder. Die Strahlumlenkung bei Kühlluftausblasung in eine Hauptströmung ist eine Folge der viskosen Kräfte und der resultierenden Druckkräfte entlang des Strahlrandes. Aufgrund der Reibung in der viskosen Strömung entlang des Strahlrandes entsteht ein Druckverlust, sodass der Totaldruck hinter dem Strahl geringer als vor dem Strahl ist. Infolge der Druckdifferenz wirkt auf den einzelnen Strahl eine Druckkraft in die Strömungsrichtung der Hauptströmung. Dies führt zu einer kontinuierlichen Strahlumlenkung zur Wand hin.

2.2.1 Struktur der Filmkühlung aus einer Reihe von Bohrungen

Bei der Einblasung von Kühlluft in eine Hauptströmung entstehen verschiedene Wirbelstrukturen. Vogel [152] beschreibt die grundlegenden Wirbelstrukturen des Ausblasestrahls bei der Filmkühlung anhand der vier Ω - Wirbelstrukturtypen nach Fric und Roshko [47] entsprechend Bild 2.1:

1. Ω_1 **Struktur:** Ringwirbelstrukturen am freien Strahl.

Der Strahl wirkt wie ein geneigter freistehender Zylinder, um den die Hauptströmung beschleunigt. Aufgrund der beschleunigten Hauptströmung bilden sich Druckdifferenzen im Strömungsfeld. Dies führt zu einer ausgleichenden Sekundärströmung seitlich des Strahls. Die sich einstellende Ausgleichsströmung bildet die Struktur des Ringwirbels. Dieser Effekt wird durch die Rotation der austretenden Düsen-grenzschicht unterstützt.

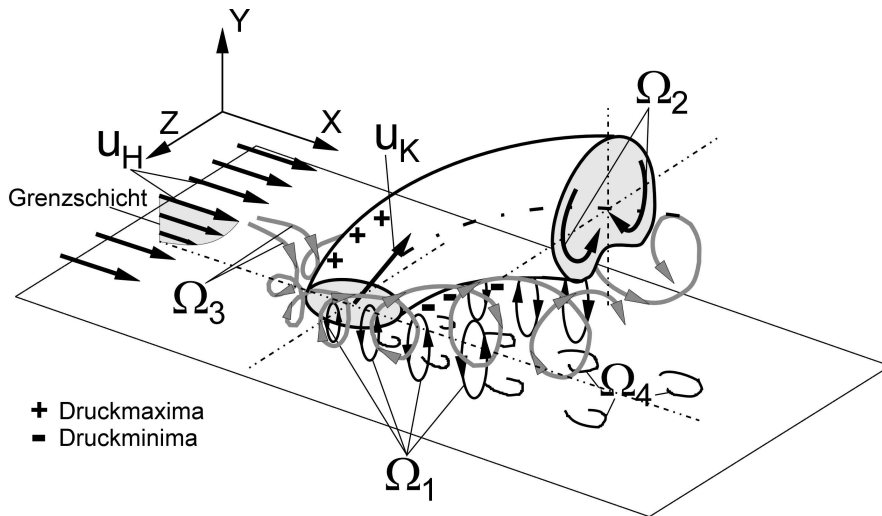


Bild 2.1: Wirbelstrukturen bei der Einblasung von Kühlluft in eine Hauptströmung aus einem Einzelloch

2. Ω_2 **Struktur:** Die dominante Nierenwirbelstruktur im Strahl.

Der Nierenwirbel im Ausblasestrahl entsteht analog zum Rohrkrümmer aufgrund der Strömungsumlenkung, die eine Saugseite (Strahlunterseite) und eine Druckseite (Strahloberseite) bewirkt. Die Trägheitskräfte in der freien Scherschicht des Strahls reichen nicht aus, die Strömung der Strahltrajektorie folgen zu lassen. Die Druckkräfte bewirken eine Abwärtsbewegung der Strömung am Strahlrand und aus Kontinuitätsgründen eine Aufwärtsbewegung im Strahlkern. Es entstehen zwei Wirbel, welche im Falle der Ausblasung in Richtung der anliegenden Hauptströmung symmetrisch und gegendrehend sind. Im Gegensatz zur Rohrkrümmeranalogie treten an der freien Scherschicht des austretenden Strahls zusätzlich durch die Hauptströmung aufgeprägte Reibungskräfte auf, welche die Strahlablenkung und die Bildung des Nierenwirbels unterstützen.

Ein ähnlicher Effekt der Wirbelentstehung wird von Berg [18] als Sekundärströmung bei Durchströmung eines orthogonal rotierenden Rohres nach Untersuchungen von Barua [15] erkannt.

3. Ω_3 **Struktur:** Der Hufeisenwirbel.

Im Staubereich der Hauptströmung stromauf des austretenden Strahles entsteht der Hufeisenwirbel. In erster Näherung kann der Strahl als ein stehendes Hindernis, also als ein kreisrunder Zylinder, angesehen werden. Der Hufeisenwirbel entsteht, wenn die Strömung entlang einer ebenen Wand mit Grenzschichtprofil diesen Strahl umströmt. Vor dem Strahl baut sich ein positiver Druckgradient auf, der zum Ablösen der Grenzschicht führt. In der Staulinie am Strahl geht der Totaldruck in den statischen Druck über. Bedingt durch das Totaldruckprofil der Grenzschicht entsteht ein negativer Druckgradient zur Wand hin, der zum Aufrollen der abgelösten Grenzschicht führt. Der so entstandene Wirbel legt sich um den Strahl herum, so dass die typische Form des Hufeisenwirbels entsteht.

Im Gegensatz zum Hufeisenwirbel an einem kreisrunden Zylinder tritt das Aufrollen der Grenzschicht an einem aus der Wand austretenden Strahl in geschwächter Form auf. Eine zusätzliche Reibungskraft in der Scherschicht zwischen dem Ausblasestrahl und der Staulinie der Grenzschicht am Strahl wirkt dem Aufrollen der Grenzschicht entgegen.

Bei einem in Hauptströmungsrichtung geneigten einzelnen Ausblasestrahl verläuft der Hufeisenwirbel seitlich unterhalb des Strahles. Das gleiche gilt bei der Ausblasung mit niedriger Ausblaserate M für jeden Hufeisenwirbel, der am jeweiligen Strahl einer Reihe von Ausblasebohrungen entsteht. Bei Ausblasung aus einer Reihe von Bohrungen mit hoher Ausblaserate M kann der Hufeisenwirbel nach Wilfert [157] durch das direkte Aufplatzen des Strahls an der Austrittsbohrung von der Wand weg abgelenkt werden, siehe Bild 2.2. Bei einem Dichteverhältnis von $DR = 1$ quantifiziert Wilfert die Ausblaserate von $M = 0,5$ als niedrige Ausblaserate, während $M = 2,0$ als hohe Ausblaserate genannt wird.

4. Ω_4 Struktur: Instationäre Wirbel.

Wirbel, die im Nachlauf des Strahles durch instationäre Vorgänge induziert werden. Diese Wirbel gleichen denen, die im Nachlauf eines festen Zylinders entstehen. Dabei sind die Strouhalzahlen durchaus vergleichbar. Die Wirbel im Nachlauf werden durch eine Grenzschichtablösung im Bereich des negativen Druckgradienten am freien Rand des austretenden Ausblasestrahles hervorgerufen. Die Ω_4 Struktur wird beeinflusst durch die Rotation der durch den Strahl gestörten Hauptströmungsgrenzschicht. Dies unterscheidet die Ω_4 Struktur von der Nachlaufwirbelstruktur bei der Umströmung eines festen Zylinders.

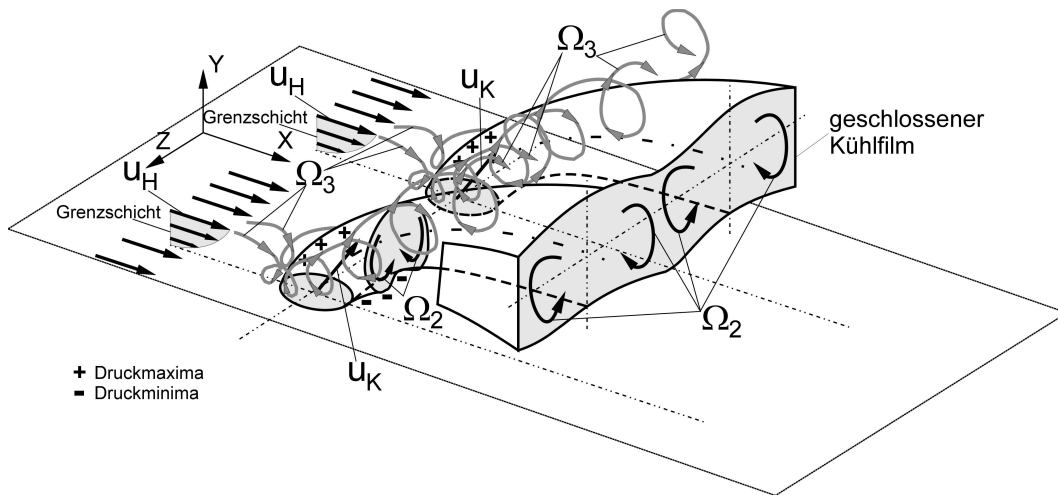


Bild 2.2: Dominierende Wirbelstrukturen bei der Einblasung von Kühlluft in eine Hauptströmung aus einer Lochreihe: oben liegende Hufeisenwirbel bei hoher Ausblaserate

Die Kühlluftausblasung beeinflusst das Strömungsgrenzschichtprofil der Turbinenschaukel. Die Ausblasung aus Bohrungen bewirkt im Bohrungsnahbereich eine stark dreidimensionale Strömungsgrenzschicht. Mit zunehmender Entfernung hinter der Bohrung,

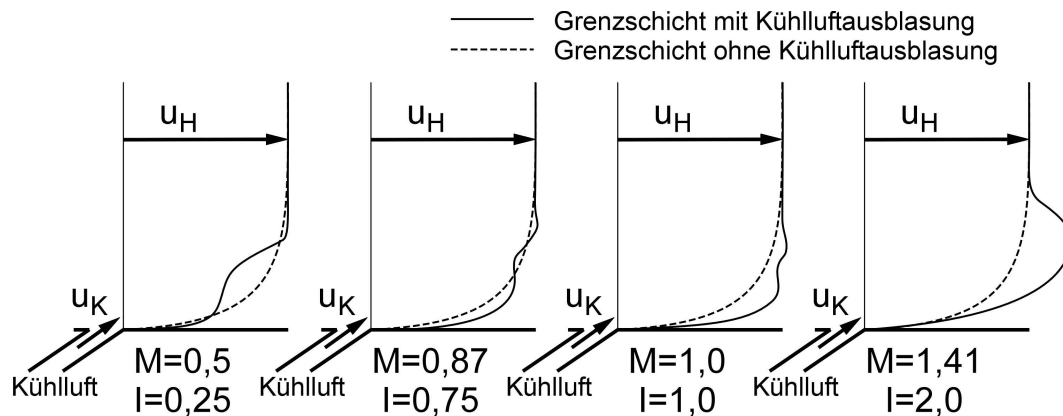


Bild 2.3: Beeinflussung der Strömungsgrenzschicht durch das Ausblasen von Kühlluft aus einer Lochreihe nach Langowsky [97]

wenn sich die einzelnen Kühlluftstrahlen zu einem Kühlfilm formiert haben, kann diese Grenzschicht wieder näherungsweise als zweidimensional betrachtet werden. Bild 2.3 gibt eine Darstellung nach Langowsky [97] wieder, die auf Messungen von Henn [70] bei einem Dichteverhältnis von $DR = 1$ beruht. Der Einfluss der Ausblaserate M auf die Strömungsgrenzschicht hinter der Kühlluftbohrung ist deutlich zu erkennen. Bei niedriger Ausblaserate wird die Grenzschicht geschwächt, während bei hoher Ausblaserate die Grenzschicht wesentlich höhere Geschwindigkeiten aufweist. Demzufolge kann der Grenzschicht durch Ausblasung von Kühlluft aus einer Lochreihe Energie zugeführt werden. Die grundsätzlichen Einflussparameter der Filmkühlung werden in Kapitel 2.3 vorgestellt.

2.3 Einflussparameter der Filmkühlung

Es gibt eine Vielzahl von Parametern, welche den Filmkühlungsprozess beeinflussen. In Anlehnung an Ardey [7] und Lutum [106] soll hier ein kurzer Überblick zu den wichtigsten Einflussparametern gegeben werden. Mit Baldauf und Scheurlen [11] können die Einflussparameter der Filmkühlung in zwei Kategorien aufgeteilt werden:

Aerodynamische Parameter

- Dichteverhältnis DR , Ausblaserate M und Impulsverhältnis I
- Turbulenzgrad der Hauptströmung
- Kompressibilität der Hauptströmung
- Druckgradient bzw. Beschleunigung der Hauptströmung
- Grenzschichtdicke und -zustand der Hauptströmung

Geometrische Parameter

- Bohrungswinkel

- Bohrungsteilung
- Bohrungsform
- Bohrungslänge
- Krümmung der Profiloberfläche
- Rauigkeit der Profiloberfläche

Zusätzlich lässt sich mit den maschinenabhängigen Kenngrößen eine dritte Kategorie von Einflussparametern bei der Filmkühlung in der Turbomaschine definieren:

Maschinenbedingte Parameter

- Rotationseinfluss bei Laufschaufeln
- Instationäre Effekte (Rotor-Stator Wechselwirkung)

2.3.1 Dichteverhältnis DR, Ausblaserate M und Impulsverhältnis I

Das Dichteverhältniss von Kühlluft zu Heißgas ist in erster Linie vom Temperaturverhältnis der beiden Strömungen sowie von deren Stoffwerten abhängig

$$DR = \frac{\rho_K}{\rho_H} \quad (2.11)$$

Die Ausblaserate ist ein Maß für den Kühlluftmassenstrom, der in die Hauptströmung eingeblasen wird. Das ermöglicht für Bohrungsgeometrien gleicher Querschnittsflächen einen Vergleich der Filmkühlwirkung in Bezug auf den eingesetzten Kühlluftmassenstrom

$$M = \frac{\rho_K \cdot u_K}{\rho_H \cdot u_H} = DR \cdot \frac{u_K}{u_H} \quad (2.12)$$

Das Impulsverhältnis zwischen Kühlluft und Hauptströmung ist für den Mischungsvorgang der dreidimensionalen Filmkühlung verantwortlich.

$$I = \frac{\rho_K \cdot u_K^2}{\rho_H \cdot u_H^2} = \frac{M^2}{DR} \quad (2.13)$$

Der Strömungszustand der Kühlluft kann unter Berücksichtigung der Ausblaserate M in drei Bereiche aufgeteilt werden:

- Niedrige Ausblaserate M: Der Kühlluftimpuls ist im Vergleich zum Impuls der Hauptströmung ebenfalls klein, so passt sich die Strömungsrichtung der Kühlluft direkt nach Verlassen der Ausblaseöffnung der Richtung der Hauptströmung an. Die Kühlluft verbleibt an der Profiloberfläche, siehe auch Haas u.a. [61] bzw. [62]. In diesem Bereich korreliert die Wirkung der Filmkühlung mit der Ausblaserate M.

- Mittlere Ausblaserate M : Eine Tendenz zur Ablösung der Kühlluftstrahlen ist vorhanden. Dies ist in der Regel der Bereich optimaler Filmkühlwirkung.
- Hohe Ausblaserate M : Infolge des großen Austrittsimpulses können die Kühlluftstrahlen von der Hauptströmung nur noch schwach umgelenkt werden, so dass ein Abheben der Kühlluftstrahlen erfolgt. Die Filmkühleffektivität an der Schaufeloberfläche ist nur noch gering. Gleichzeitig wird der externe Wärmeübergang stärker angefacht, was zusätzlich zur Reduktion der Filmkühlwirkung beiträgt. In diesem Bereich korreliert die Filmkühlwirkung nicht mehr mit der Ausblaserate M .

Mit steigendem Dichteverhältnis DR erhöht sich die Kühlwirkung unmittelbar hinter der Ausblaseöffnung, insofern es sich bei der Ausblaserate M um eine niedrige oder mittlere Ausblaserate handelt. Nach Untersuchungen von Haas u.a. [63] zeigt sich dies für Ausblaseraten $M \leq 1$ im Bereich $1 \leq DR \leq 2$. Der Austrittsimpuls der Kühlluft nimmt mit steigendem Dichteverhältnis DR ab, sodass auch die Tendenz zum Abheben der Kühlluftströmung abnimmt. D.h., die optimale Ausblaserate M nimmt mit steigendem Dichteverhältnis DR größere Werte an, siehe auch Forth u.a. [44], Pedersen u.a. [120] und Sinha u.a. [144]. Der Wärmeübergang im Nachlauf der Kühlluftausblasung steigt dagegen im Allgemeinen mit zunehmender Ausblaserate M , was nach Ammari u.a. [5] als Folge der stärkeren Durchmischung der Kühlluftstrahlen mit der Hauptströmung zu sehen ist.

Das Dichteverhältnis zwischen Kühlluft und Heißgas liegt für die Kühlung moderner Hochdruckturbinen im Bereich $DR \approx 2$. Da aber die meisten Modellexperimente mit einem Dichteverhältnis von $DR = 1$ durchgeführt wurden und werden, ist es wichtig, die Abhängigkeit dieser Daten vom Dichteverhältnis zu kennen. Untersuchungen von Petersen [120] u.a. zeigen dazu eine Korrelation für verschiedene Dichteverhältnisse auf. Es wird eine eindeutige Korrelation des Quotienten aus adiabater Filmkühleffektivität und Ausblaserate für verschiedene Dichteverhältnisse aufgezeichnet. Bei Ausblaseraten, die unterhalb der Ausblaserate $M = 0,2$ liegen, wird festgestellt, dass die Variation des Dichteverhältnisses DR keinen Einfluss auf die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} hat. Liegt die Ausblaserate oberhalb von $M = 2$, so ist die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} ebenfalls kaum abhängig von dem Dichteverhältnis DR , insofern sich dieses im Bereich $1 \leq DR \leq 2$ befindet. Die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} ist allerdings für den Fall $M > 2$ auch sehr gering. Ein Optimum der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} ist im Allgemeinen im mittleren Bereich $0,2 \leq M \leq 2$ zu finden, wobei dieses Optimum von dem anliegenden Dichteverhältnis DR abhängt. Eine qualitative sowie quantitative Übertragung von Ergebnissen aus dem Modellversuch mit einem Dichteverhältnis von $DR = 1$ auf den Fall der realen Filmkühlung in der Hochdruckturbine mit einem Dichteverhältnis von $DR = 2$ ist nach Petersen u.a. [120] demzufolge grundsätzlich möglich.

Bei der realen Filmkühlung ergibt sich das Dichteverhältnis von Kühlluft zu Hauptströmung aus dem anliegenden Temperaturverhältnis zu $DR \approx 2$. Bei vielen Modelluntersuchungen wird dieses Dichteverhältnis nach Gl. 2.11 aufgrund der Messtechnik und der Randbedingungen am Prüfstand durch verschieden schwere Gase simuliert. Vorrangig kommt dabei eine Kombination von Luft und Kohlendioxid (CO_2) zum Einsatz, siehe z.B. Goldstein u.a. [54], Ekkard u.a. [41] und Teekaram u.a. [146]. Nach Teekaram u.a. [146]

ergibt die Kühlluftausblasung mit CO_2 im Vergleich zu der Kühlluftausblasung mit Luft gleiche Ergebnisse, insofern die gleichen Dichteverhältnisse eingehalten werden.

Jones [82] zeigt, dass die Nutzung von CO_2 zur Simulation der realen Dichteverhältnisse bei Kühlluftausblasung sich aus einem weiteren Grund sehr gut eignet. Jones leitet eine Korrekturfunktion für die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} entsprechend Gl. 2.14 her, welche den Unterschied der spezifischen Wärmekapazitäten von Hauptströmung $c_{p,H}$ und auszublasender Kühlluft (bzw. Kühlfluid) $c_{p,K}$ berücksichtigt.

$$\eta_{\text{ad,Kor}} = \frac{c_{p,K} \eta_{\text{ad}}}{c_{p,H}(1 - \eta_{\text{ad}}) + c_{p,K} \eta_{\text{ad}}} \quad (2.14)$$

Der Einfluss der spezifischen Wärmekapazitäten bei Verwendung von Kohlendioxid als Kühlfluid mit einer Luft-Hauptströmung nach Tabelle 2.1 ergibt im Modellversuch bei $\eta_{\text{ad}} = 0,5$ eine maximale Abweichung der adiabaten Filmkühleffektivität von $\Delta\eta_{\text{ad}} = (\eta_{\text{ad,Kor}} - \eta_{\text{ad}}) \approx -0,05$. Dies entspricht dem Wert, der sich für die reale Hochdruckturbine HPT aus der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität der Luft ergibt, siehe Tabelle 2.2.

Modellversuch	Temperatur T	spezifische Wärmekapazität c_p
Luft	290 K	1006 J/(Kg K)
CO_2	290 K	834 J/(Kg K)

Tabelle 2.1: Spezifische Wärmekapazitäten von Luft und Kohlendioxid im Modellversuch; Quelle: Irvine und Liley [77]

Gasturbine	Temperatur T	spezifische Wärmekapazität c_p
Heißgas	2000 K	1338 J/(Kg K)
Kühlluft	900 K	1119 J/(Kg K)

Tabelle 2.2: Spezifische Wärmekapazitäten in der realen Hochdruckturbine HPT; Quelle: Irvine und Liley [77]

2.3.2 Turbulenzgrad der Hauptströmung

Der Turbulenzgrad Tu_H der Hauptströmung beeinflusst die Filmkühlwirkung. Eine Erhöhung der Turbulenzintensität begünstigt die laterale und normale Ausmischung der Kühlluft mit der Hauptströmung, siehe Untersuchungen von Ames [4], Bons u.a. [23], Brown und Saluja [25], Kadotani und Goldstein [86] [87] und Kohli und Bogard [91]. Bei der Lochreihenausblasung ist die laterale Ausmischung infolge erhöhter Turbulenzintensität durchaus erwünscht, da sie eine Homogenisierung des Kühlfilms bewirkt, siehe Haas [61]. Bei hohen Ausblaseraten M , bei denen der Kühlluftstrahl von der Schaufeloberfläche ablöst, wirkt sich eine erhöhte Turbulenzintensität günstig auf die Kühlwirkung aus, da durch die normalen Austauschvorgänge Kühlluft wieder zurück zur Schaufeloberfläche gelangt, siehe Schmidt und Bogard [136]. Ungünstig wirkt sich dagegen bei kleinen Ausblaseraten M die erhöhte Ausmischung des Kühlfilms mit der Hauptströmung normal zur

Schaufeloberfläche aus, insofern Heißgas der Hauptströmung zur Schaufeloberfläche hin und Kühlluft von der Oberfläche weg transportiert wird, siehe Ou u.a. [115] [116] [117].

Mit der Zunahme der Turbulenzintensität der Hauptströmung geht grundsätzlich ein Anstieg des externen Wärmeübergangs einher, siehe z.B. Ames [3], Mehendale u.a. [110] [111], Ou u.a. [115] [116] [117] und Rued und Wittig [128].

2.3.3 Kompressibilität der Hauptströmung

Die Machzahl ist das Maß für die Kompressibilität der Hauptströmung. Untersuchungen von Liess [104] belegen für Ausblaseraten im Bereich von $M \approx 0,4$, dass die Machzahl für $Ma < 0,9$ keinen messbaren Einfluss auf die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} hat. Im Rahmen modellhafter Filmkühluntersuchungen ist es möglich, die Ergebnisse aus dem Niedergeschwindigkeitsversuch auf die Hochdruckturbine zu übertragen, insofern dort die Machzahl $Ma < 0,9$ ist. Dabei ist zu beachten, dass bei der Ermittlung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} die Recoverytemperatur $T_{r,H}$ der Hauptströmung und die Totaltemperatur $T_{0,K}$ der Kühlluft nach Gl. 2.15 herangezogen wird.

$$\eta_{ad} = \frac{T_{r,H} - T_{aW}}{T_{r,H} - T_{0,K}} \quad (2.15)$$

Lutum [106] stellt heraus, dass Messungen von Snell und Henshaw [145] einen geringen Anstieg der Filmkühlwirkung mit ansteigender Machzahl belegen.

Bei transsonischer und subsonischer Hauptströmung wird das Strömungsfeld im Bereich der Kühlluftausblasung durch ein System von Verdichtungsstößen beeinflusst. Infolge dessen erfahren die Kühlluftstrahlen eine stärkere Umlenkung. Dies führt nach Untersuchungen von Gritsch u.a. [59] zu einer deutlichen Verbesserung der Filmkühleffektivität.

2.3.4 Druckgradient bzw. Beschleunigung der Hauptströmung

Für den Fall der Kühlluftausblasung in eine Hauptströmung mit positivem Beschleunigungsparameter K , also bei beschleunigter Hauptströmung, wurden Untersuchungen zur adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} von Jabbari und Goldstein [80], Kruse [94] und Liess [104] durchgeführt. Die Untersuchungen bei Kühlluftausblasung aus einer Lochreihe zeigen bei kleinen Ausblaseraten eine geringe Abnahme der lateral gemittelten adiabaten Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$. Mit wachsendem Beschleunigungsparameter K nimmt dieser Effekt zu und mit wachsender Ausblaserate M nimmt dieser Effekt ab. Bei beschleunigter Hauptströmung werden die Kühlluftstrahlen stärker konzentriert, näher an der Wand gehalten und lateral weniger verteilt, siehe auch Ammari [6]. Infolgedessen steigt die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} auf der Mittellinie hinter der jeweiligen Kühlluftbohrung und im Nachlauf zwischen den Kühlluftbohrungen nimmt sie ab. Dieser Effekt ist im Besonderen bei größeren Ausblaseraten und mit Zunahme der Beschleunigung zu verzeichnen. Teekaram zeigt [147], dass bei grösseren Ausblaseraten eine beschleunigte Hauptströmung gegenüber der nichtbeschleunigten Hauptströmung bzw. der verzögerten Strömung eine starke Erhöhung der lateral gemittelten adiabaten Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ zur Folge haben kann. Das ist dann der Fall, wenn die Kühlluftstrahlen der Filmkühlung

aufgrund einer hohen Ausblaserate gerade von der zu kühlenden Wand abheben. Eine beschleunigte Hauptströmung, welche eine etwas stärkere Umlenkung der Kühlluftstrahlen bewirkt, kann dann das Abheben der Kühlluft unterbinden. Infolgedessen steigt die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} im gesamten Bereich des Nachlaufs der Kühlluftbohrungen.

Für die verzögerte Strömung, also bei Druckrückgewinn und negativem Beschleunigungsparameter K , zeigen Messungen von Kruse [94] für die Filmkühlung aus einer Lochreihe bei kleiner Ausblaserate M eine leichte Erhöhung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} im Nachlauf der Kühlluftbohrungen. Bei größeren Ausblaseraten konnte Kruse keine Erhöhung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} in diesem Bereich feststellen.

Eine Beschleunigung der Hauptströmung bewirkt eine Stabilisierung der thermischen Grenzschicht. Ist der Beschleunigungsfaktor größer als $K > 3,5E - 06$, findet sogar eine Relaminarisierung der Grenzschicht statt, siehe z.B. Schlichting und Gersten [134] bzw. Kays und Crawford [85]. Der Wärmeübergangskoeffizient α verringert sich bei der beschleunigten Hauptströmung im Vergleich zu der Hauptströmung ohne Beschleunigung. Im Falle der Relaminarisierung nimmt der Wert für den Wärmeübergang entsprechend stark ab. Wärmeübergangsmessungen von Hay u.a. [67] und Ammari [6] belegen, dass dies auch im Falle der Kühlluftausblasung gilt. Die Untersuchungen von Ammari [6] zeigen allerdings auch, dass mit zunehmender Ausblaserate M der Wärmeübergang im Nachlauf der Kühlluftausblasung wieder steigt. Hay u.a. [67] untersuchen den Wärmeübergang im Falle der Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung. Ist der Beschleunigungsfaktor $K < 0$, so bewirkt dies bei der Filmkühlung mit einem Ausblasewinkel von $\alpha_{Bo} = 35^\circ$ demzufolge eine geringe Reduzierung des Wärmeübergangs gegenüber der Strömung ohne Verzögerung. Dagegen wird bei senkrechter Kühlluftausblasung aus der Wand gegenüber der nicht verzögerten Hauptströmung kein Einfluss einer Verzögerung auf den Wärmeübergang festgestellt. Im Falle einer laminaren Grenzschicht kann der Wärmeübergang durch eine verzögerte Hauptströmung $K < 0$ erhöht werden. Dies ist auf die Anfachung der Turbulenz im Bereich der Transition zurückzuführen, was eine Vorverlegung des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlages bewirkt, siehe Abu-Ghannam und Shaw [1], Gostelow u.a. [58] und Zhong u.a. [160].

In den meisten Fällen nimmt die isotherme Filmkühleffektivität, die sowohl den Einfluss der adiabaten Filmkühleffektivität als auch den Einfluss des Wärmeüberganges berücksichtigt, bei einer beschleunigten Hauptströmung im Vergleich zu einer nicht beschleunigten Hauptströmung zu. Dagegen nimmt die isotherme Filmkühleffektivität bei der verzögerten Hauptströmung gegenüber der nicht verzögerten Hauptströmung fast immer ab. Dies wird durch Untersuchungen von Brown und Saluja [25] und Teekaram u.a. [147] für die Filmkühlung aus einer Reihe zylindrischer Bohrungen von Makki und Jakubowski [107] für die Filmkühlung aus einer Reihe konturierter Bohrungen gezeigt.

2.3.5 Grenzschichtdicke und -zustand der Hauptströmung

Grenzschichten, die im Verhältnis zum Durchmesser der Kühlluftbohrung d eine geringe Grenzschichtdicke δ_{99} aufweisen, werden in der Regel an der Ausblasestelle vom Kühlluftstrahl durchstoßen, siehe Goldstein und Yoshida [55]. Die Kühlluft verteilt sich demzufolge im Hauptströmungsfeld. Ist die Grenzschichtdicke δ_{99} hinreichend mächtig, so kann die Kühlluft innerhalb der Grenzschicht bleiben und diese energetisieren, wobei die aero-

dynamischen Verluste verringert werden können, siehe Ardey [7]. Nach Untersuchungen von Sinha u.a. [143] wird, wenn die Kühlluft in der Grenzschicht verbleibt, bei gleicher Ausblaserate weniger Turbulenz durch Scherung erzeugt, als wenn die Kühlluft in der Hauptströmung ausmischt. Drost u.a. [29] zeigen, dass eine laminare Grenzschicht durch Kühlluftausblasung in eine turbulente Grenzschicht umschlägt. Nach Wilfert [157] kann daher eine richtig platzierte Kühlluftausblasung an der Turbinenschaufel das Auftreten einer laminaren Ablöseblase unterbinden. Eine turbulente Grenzschicht kann allerdings auch wieder relaminarisieren, siehe Kapitel 2.3.4.

Foster und Lampard [46] und Liess [104] untersuchten den Einfluss der Verdrängungsdicke δ_1 der Grenzschicht auf die Filmkühleffektivität bei der Kühlluftausblasung aus einer Reihe von Bohrungen. Im Bereich $0,2 < \frac{\delta_1}{d} < 0,3$ wird mit zunehmender Verdrängungsdicke δ_1 eine Verminderung der lateral gemittelten Filmkühleffektivität erkannt. Der Einfluss der Verdrängungsdicke δ_1 der Grenzschicht auf die lokale Filmkühleffektivität wurde ebenfalls von Eriksen und Goldstein [54] und von Kadotani und Goldstein [86] untersucht. Die Untersuchungen zeigen, dass mit einer Steigerung der Verdrängungsdicke im Bereich $0,25 < \frac{\delta_1}{d} < 0,5$ die Filmkühleffektivität im Nachlaufbereich hinter den Kühlluftbohrungen abnimmt. Gleichzeitig verbessert sich allerdings die Filmkühleffektivität im Nachlauf zwischen den Kühlluftbohrungen. Daraus resultierend wird die lateral gemittelte Filmkühleffektivität bei der Kühlluftausblasung aus einer Reihe von Bohrungen in diesem Bereich wenig beeinflusst.

2.3.6 Bohrungswinkel

Die Orientierung der Kühlluftbohrung in der Schaufeloberfläche erfolgt mittels der Definition zweier Winkel. Der Winkel α_{Bo} definiert den Anstellwinkel der Bohrung gegenüber der Profiloberfläche. Der Winkel β_{Bo} bezeichnet den Drehwinkel der Bohrung um die Normale zur Oberfläche. Dabei liegt der Drehwinkel $\beta_{Bo} = 0^\circ$ an, wenn die Kühlluftbohrung in Richtung der Hauptstromrichtung ausgerichtet ist, siehe Bild 2.4. Mit einem wachsenden Betrag des Drehwinkels $0^\circ < |\beta_{Bo}| \leq 90^\circ$ wird die Kühlluft zunehmend lateral zur Hauptströmung ausgeblasen, insofern $\alpha_{Bo} \neq 90^\circ$ ist.

Der Ausblasewinkel der Kühlluft sollte gegenüber der Profiloberfläche möglichst gering sein. Der Ausblasewinkel entspricht dem Bohrungswinkel α_{Bo} der Kühlluftbohrung. Je größer der Bohrungswinkel α_{Bo} in Bezug zur Profiloberfläche ist, desto weiter dringt die Kühlluft in die Hauptströmung ein und die aerodynamischen Verluste steigen an. Der Anteil der Kühlluft, der in der Grenzschicht verbleibt, wird geringer und die Kühlwirkung lässt nach. Dies ist im Besonderen bei großen Ausblaseraten der Fall, während bei kleinen Ausblaseraten dieser Effekt gering ist. Ein großer Bohrungswinkel α_{Bo} begünstigt mit zunehmender Ausblaserate M und somit steigendem Austrittsimpuls I das Abheben der Kühlluft von der Oberfläche, siehe hierzu auch Foster und Lampard [46], Kruse [94] und Baldauf u.a. [13]. Der Ausblasewinkel bzw. der Bohrungswinkel α_{Bo} hat bei kleinen Ausblaseraten M ebenfalls keinen Einfluss auf den externen Wärmeübergang. Bei größeren Ausblaseraten M steigt der Wärmeübergang bei großem Bohrungswinkel α_{Bo} in der Nähe der Kühlluftausblasung, während bei einem kleineren Bohrungswinkel α_{Bo} der Wärmeübergang auch weiter stromab ansteigt, siehe Hay u.a. [68] und Baldauf u.a. [12].

Der Bohrungswinkel α_{Bo} kann aus Gründen der Profilgeometrie und der Strukturfestig-

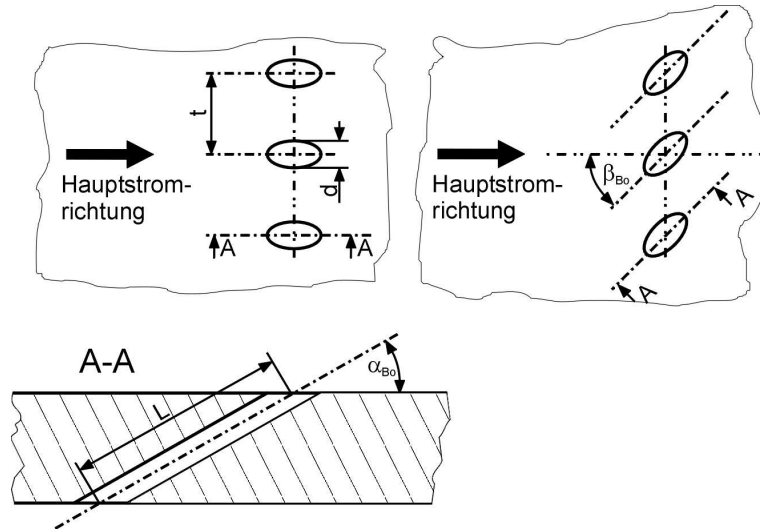


Bild 2.4: Anstellwinkel α_{Bo} und lateraler Drehwinkel β_{Bo} der Kühlluftbohrung

keit in der Turbinenschaufel natürlich nicht beliebig klein werden. Nach Untersuchungen von Eckert [38] und Kohli und Bogard [90] bewirkt der Bohrungswinkel $\alpha_{Bo} = 35^\circ$ einen guten Ausblasewinkel zum Erreichen einer hohen Filmkühleffektivität.

Das Ausblasen der Kühlluft quer zur Hauptströmung, also mit einem Drehwinkel $\beta_{Bo} \neq 0^\circ$ (bzw. $\beta_{Bo} \neq 180^\circ$) verstärkt die laterale Verteilung der Kühlluft, siehe Ekkard [41]. Da dies auch für hohe Ausblaseraten M gilt, wird die Abhängigkeit der lateralen Verteilung von der Ausblaserate verringert. Bei lateraler Ausblasung der Kühlluft ist der Nierenwirbel asymmetrisch, siehe Ω_2 -Struktur in Kapitel 2.2.1. Von den beiden Wirbeln der Ω_2 -Struktur bleibt in der Regel nur ein dominierender Wirbel übrig, der allerdings mit zunehmender lateraler Anstellung verstärkt zur Profiloberfläche hin umgelenkt wird, siehe Baier u.a. [10], Goldstein u.a. [52], Honami u.a. [75], Jung und Lee [83], Lee u.a. [99] und McGovern und Leylek [109]. Gleichzeitig bilden sich allerdings mit größerem Drehwinkel β_{Bo} zunehmend Rückströmgebiete und Zonen mit hohen Geschwindigkeitsgradienten aus, so dass die aerodynamischen Verluste steigen, siehe Lee u.a. [99], und der Wärmeübergang angefacht wird, siehe Ekkard u.a. [40].

Unter Berücksichtigung des erhöhten Wärmeüberganges einerseits und der besseren adiabaten Filmkühleffektivität andererseits ergibt sich bei lateraler Anstellung der Ausblasung eine bessere Filmkühlwirkung.

2.3.7 Bohrungsteilung

Die Bohrungsteilung t , d.h. der Abstand der Bohrungen einer Ausblasereihe (Bild 2.4), hat entscheidenden Einfluss auf die Homogenität der Kühlluftwirkung. Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, wäre die optimale Kühlluftausblasung die Schlitzausblasung. Diese ist aus strukturmechanischen Gründen bei Laufschaufeln nicht realisierbar. Wenn die Bohrungsteilung t möglichst klein ist, verbinden sich die Einzelstrahlen der Kühlluftausblasung nach Verlassen der Kühlluftbohrungen schnell zu einem geschlossenen Kühlfilm. Untersuchungen von Haas, Rodi und Schönung [61] [126] [137] aber auch von Brown und Saluja [25]

zeigen, dass die Kühlwirkung um so besser wird, desto kleiner das Teilungsverhältnis $\frac{t}{d}$ wird. Die Festigkeit einer Schaufel wird allerdings durch einen zu geringen Abstand zwischen den Kühlluftbohrungen beeinträchtigt. Daher wird bei realen Turbinenschaufeln meist als Kompromiss ein Teilungsverhältnis von $\frac{t}{d} = 3$ gewählt. Die Bildung eines geschlossenen Kühlfilms ist bei diesem Teilungsverhältnis noch möglich, während eine ausreichende Festigkeit der Turbinenschaufel gegeben ist.

2.3.8 Bohrungsform

Konturierte Kühlluftbohrungen werden derart gestaltet, dass sie zur Profiloberfläche hin eine divergente Form aufweisen. Dabei wird zumeist die lateral divergente Form mit dem lateralen Öffnungswinkel $\gamma_{lateral}$ bzw. eine zusätzliche divergente Form in Strömungsrichtung mit dem Öffnungswinkel $\gamma_{rückwärts}$ eingesetzt, siehe Bild 2.5. Infolge der Divergenz

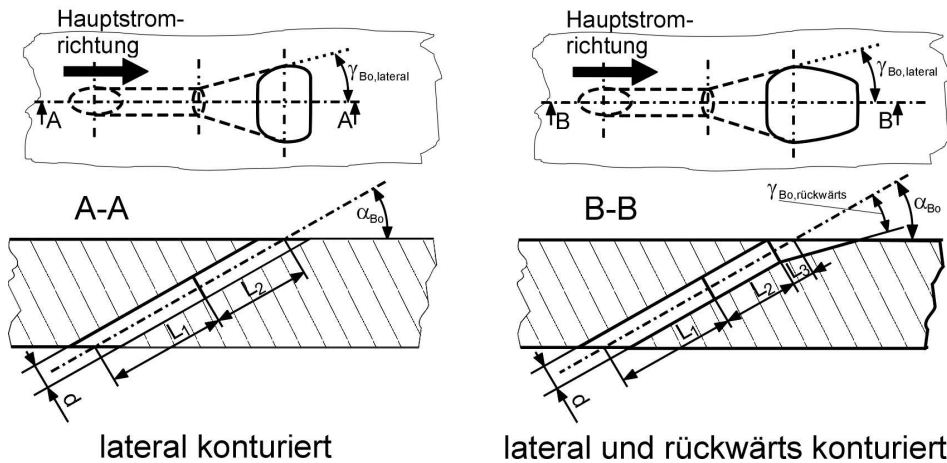


Bild 2.5: Konturierte Bohrungsgeometrien für die Filmkühlung

wird die Kühlluft in der Kühlluftbohrung verzögert und tritt mit einem geringeren Austrittsimpuls in die Grenzschicht der Hauptströmung ein, als wenn sie zylindrisch wären, siehe Goldstein [54] und Vogel [152]. Untersuchungen von Thole u.a. [148] zeigen, dass bei divergent konturierten Kühlluftbohrungen relativ hohe Ausblaseraten M (bezogen auf den zylindrischen Teil der Bohrung) realisiert werden, ohne dass der Kühlluftstrahl von der Profiloberfläche abhebt. Das ergibt nach Untersuchungen von Gritsch u.a. [59] relativ hohe und lateral homogene Werte für die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} . Aufgrund des abgesenkten Austrittsimpulses der Kühlluftausblasung bei konturierten Bohrungen erhöht sich allerdings die Gefahr der Heißgasrezirkulation in die Kühlluftbohrung hinein. Dies gilt im Besonderen für den Bereich der Mischung zwischen Heißgas und Kühlluft an der Bohrungsvorderkante. Konturierte Kühlluftbohrungen benötigen einen erhöhten Vordruck gegenüber zylindrischen Kühlluftbohrungen, da im divergenten Teil der konturierten Kühlluftbohrung bereits der Druck abgebaut wird und auch die Dissipation in der Bohrung höher ist, siehe Gritsch u.a. [60]. Untersuchungen von Kohli und Bogard [92] zeigen, dass die Kühlwirkung deutlich beeinträchtigt wird, wenn die Kühlluftströmung

in der Kühlluftbohrung infolge zu extremer Divergenz ablöst. Die Formgebung der konturierten Kühlluftbohrungen beeinflusst maßgebend die in Kapitel 2.2.1 beschriebenen Wirbelstrukturen. Dies hat einen entsprechenden Einfluss auf die Filmkühlwirkung, wie z.B. numerische Untersuchungen von Hyams und Leylek [76] und von Vogel [152] belegen.

Schmidt u.a. [135] und Sen u.a. [141] untersuchen die Kühlluftausblasung aus konturierten Kühlluftbohrungen mit einem zusätzlichen lateralen Drehwinkel β_{Bo} . Die zusätzliche laterale Ausbringung der Kühlluft bewirkt eine weitere Steigerung der adiabaten Filmkühleffektivität, gleichzeitig steigt allerdings auch der externe Wärmeübergang. Untersuchungen von Bell u.a. [16] belegen, dass die isotherme Filmkühleffektivität η_K bei einer lateralen Anstellung konturierter Kühlluftbohrungen ansteigt. Die Gefahr der Heißgasrückströmung in die Kühlluftbohrung steigt allerdings, wie numerische Untersuchungen von Brittingham und Leylek [24] bestätigen.

2.3.9 Bohrungslänge

Die Länge der Kühlluftbohrung L , siehe Bild 2.4, hat einen Einfluss auf das aerodynamische Verhalten der Kühlluftströmung und somit auch auf das Mischungsverhalten der Kühlluft mit der Hauptströmung. Bei kürzeren Kühlluftbohrungen kann sich z.B. eine Strömungsablösung am Bohrungseintritt bis zum Bohrungsaustritt auswirken. Infolge dessen besitzt die Kühlluft am Bohrungsaustritt einen erhöhten Impuls, was ein Abheben der Kühlluft von der Profiloberfläche bewirken kann und die Filmkühlwirkung sodann beträchtlich reduziert, siehe Burd u.a. [27]. Außerdem kann durch eine Rückströmung in den Bereich der abgelösten Strömung Heißgas der Hauptströmung in die Bohrung eintreten. Untersuchungen von Lutum und Johnson [105] zeigen, dass sich für Kühlluftbohrungen ab der Länge $L \geq 5d$ am Austritt der Kühlluftbohrung eine ausgebildete turbulente Rohrströmung eingestellt hat und die Filmkühlwirkung sodann unabhängig von der Bohrungslänge ist.

2.3.10 Krümmung der Profiloberfläche

Bei der Betrachtung der Filmkühlung an gekrümmten Profiloberflächen ist grundsätzlich zwischen der konvex gekrümmten Oberfläche der Saugseite und der konkav gekrümmten Oberfläche der Druckseite zu unterscheiden.

Bei der Kühlluftausblasung auf der konvexen Saugseite neigt die Kühlluft an der Hinterkante der Austrittsbohrung aufgrund der Geometrie schon bei geringeren Ausblaseraten M zum Abheben als an der ebenen Platte. Da sich zur konvex gekrümmten Saugseite ein negativer Druckgradient einstellt, werden die Kühlluftstrahlen im weiteren Verlauf verstärkt zur Oberfläche hin umgelenkt. Untersuchungen von Schwarz u.a. [140] zeigen, dass gerade bei hohen Ausblaseraten die Kühlwirkung an konvex gekrümmten Oberflächen steigt. Nach Untersuchungen von Lutum [106] werden dabei die turbulenten Austauschvorgänge erheblich reduziert und demzufolge auch das Ausmischen der Kühlluft mit der Hauptströmung unterdrückt. Die Kühlluftstrahlen bleiben in ihrer Struktur als Einzelstrahl länger erhalten, was dem Zusammenwachsen zu einem homogenen Kühlfilm entgegenwirkt. Ist der Austrittsimpuls der Kühlluftstrahlen allerdings viel zu groß, sodass

die Kühlluft komplett von der Oberfläche abhebt, so tritt eine extreme Reduktion der adiabaten Filmkühleffektivität ein.

Die Filmkühlung auf der konkav gekrümmten Druckseite zeigt genau gegenteilige Effekte, siehe Lee u.a [98], Lutum [106] und Schwarz und Goldstein [139]. Bei der Kühlluftausblasung auf der konkaven Druckseite wird das Abheben des Kühlluftstrahls an der Hinterkante der Austrittsbohrung bei kleinen Ausblaseraten M infolge der Profilgeometrie unterbunden. In der Nähe der konkav gekrümmten Oberfläche tritt eine beträchtliche Steigerung der turbulenten Austauschvorgänge ein. Bei der Filmkühlung aus einer Reihe von Bohrungen begünstigt dies die schnelle Herstellung eines homogenen Kühlfilms. Gleichzeitig wird aber auch die Ausmischung der Kühlluft mit der Hauptströmung intensiviert. Daraus resultiert eine Verringerung der adiabaten Filmkühleffektivität. Hebt der Kühlluftstrahl bei zu hoher Ausblaserate M von der Profiloberfläche ab, so entfernt er sich durch den anliegenden Druckgradienten zügig von der Oberfläche und die adiabate Filmkühleffektivität nimmt stark ab. Teilweise kann aufgrund der turbulenten Austauschvorgänge die Kühlluft wieder zur Profiloberfläche gelangen, was eine geringe Verbesserung der adiabaten Filmkühleffektivität bewirkt.

2.3.11 Rauigkeit der Profiloberfläche

Mit fortdauernder Betriebszeit nimmt die Oberflächengüte einer Turbinenschaufel ab und somit deren Rauigkeit zu. Untersuchungen von Barlow und Kim [14], Goldstein u.a. [56] und Schmidt und Bogard [136] zeigen, dass die Oberflächenrauigkeit ähnliche Auswirkungen wie die Turbulenzintensität erzielt. Mit Zunahme der Oberflächenrauigkeit nimmt die laterale Ausmischung der Kühlluftstrahlen an der Profiloberfläche zu und der Kühlfilm wird homogener. Mit zunehmender Oberflächenrauigkeit wird die Filmkühleffektivität bei kleinen Ausblaseraten geringer und bei größeren Ausblaseraten nimmt die Filmkühleffektivität etwas zu. Der konvektive Wärmeübergang steigt mit zunehmender Oberflächenrauigkeit grundsätzlich an.

2.3.12 Rotationseinfluss bei Laufschaufeln

Bei der Filmkühlung an ruhenden Bauteilen, wie z.B. in einem Leitrad einer Heißgasturbine, wird der Kühlfilm durch die auftretenden Druckkräfte und die Reibungskräfte der Scherschicht zwischen Kühlluft- und Heißgasströmung gebildet. Als Feldkraft wirkt weiterhin die Schwerkraft auf den Kühlfilm. Die dominierende Wirkung bei der Bildung des Kühlfilms in der Heißgasturbine geht allerdings von den Druckkräften aus, siehe Remmlinger [125].

Bei rotierenden Strömungsfeldern treten zusätzliche Kräfte auf. Unter Rotationseinfluss wirken auf die Kühlluftströmung, neben den Druck- und Reibungskräften, die Feldkräfte des Strömungsfeldes. Da die Größen für Geschwindigkeit und Dichte von Kühlfilm und heißer Außenströmung im Laufrad einer Hochdruckturbinenstufe differieren, müssen deren Wirkungen auf die Filmkühlung grundsätzlich beachtet werden.

Als Feldkräfte sind die Schwerkraft, die Corioliskraft und die Fliehkraft zu berücksichtigen. Remmlinger [125] führt eine Abschätzung zur Größenordnung des Einflusses der Feldkräfte gegenüber der treibenden Druckkraft im Kühlfilm für die typischen Kennda-

ten filmgekühlter Hochdruckturbinenstufen durch. Er stellt heraus, dass der Einfluss der Schwerkraft gegenüber den anderen auftretenden Kräften vernachlässigbar ist. Der Einfluss von Corioliskräften und Fliehkräften kann bei der Untersuchung der Filmkühlung im Nahbereich der Ausblasebohrung mit guter Näherung ebenfalls vernachlässigt werden. Im Bereich $\frac{x}{d} \leq 5$ hinter der Ausblasebohrung der Filmkühlung ist demzufolge die Wirkung der Druckkraft auf den Kühlfilm mindestens um den Faktor 10 größer als die Wirkung der Coriolis- und Fliehkraft.

Die grundsätzlichen Mechanismen der Filmkühlung aus einer Reihe von Kühlluftbohrungen an rotierenden Turbinenschaufeln können demfolgend im ruhenden Kanal gewonnen werden, da für den Nahbereich der Ausblasebohrung ($\frac{x}{d} \leq 5$), in dem sich aus den Kühlluftstrahlen ein Kühlfilm bildet, die auftretenden Druckkräfte entscheidend sind.

2.3.13 Instationäre Effekte (Rotor-Stator Wechselwirkung)

Im Nachlauf der Schaufeln von Leit- und Laufrad einer Hochdruckturbinenstufe entstehen Nachlaufdellen. Da das Laufrad gegenüber dem vor- und dem nachgeschalteten Leitrad rotiert, entstehen wechselseitig Beeinflussungen der Schaufelanströmung. Untersuchungen von Ou u.a. [118] zeigen, dass die Turbulenz im Bereich von Nachlaufdellen stark erhöht ist. In den Versuchen von Ou u.a. beträgt die Turbulenz im Bereich von Nachlaufdellen bis zu $Tu = 20$ %. Im Mittel resultiert daraus eine durchschnittliche Turbulenz der Hauptströmung von $\overline{Tu} = 8 - 13$ %. Infolgedessen setzt die Transition der Grenzschicht auf der betroffenen Turbinenschaufel früher ein. Dies führt sowohl auf der Saug- als auch auf der Druckseite der Turbinenschaufel zu einer starken Erhöhung des Wärmeüberganges, wobei dieser Effekt auf der Saugseite dominiert. Allerdings wird auch gezeigt, dass die Kühlluftausblasung an filmgekühlten Turbinenschaufeln einen viel größeren Einfluss auf die Erhöhung des Wärmeüberganges hat. Untersuchungen von Mehendale u.a. [112] zeigen, dass die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} bei filmgekühlten Turbinenschaufeln infolge der Rotor-Stator Wechselwirkung herabgesetzt wird. Die Erhöhung der mittleren Turbulenz minimiert allerdings auch die Gefahr der Strömungsablösung an der Turbinenschaufel.

Kapitel 3

Messtechnik

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen zur Filmkühlung sollen eine Grundlage zur Validierung numerischer Strömungslöser bilden. Zur Schaffung einer möglichst großen Datenbasis ist es daher angesagt möglichst flächige hochauflösende Messtechniken einzusetzen.

Zur experimentellen Untersuchung der adiabaten Filmkühleffektivität lässt sich zeigen, dass das Ammoniak-Diazo-Messverfahren unter Anwendung der Wärme-Stoff-Analogie bestens geeignet ist, siehe Haslinger [65] bzw. Jung [84]. Einerseits ist es ein flächiges Messverfahren mit hoher Auflösung. Andererseits bietet es gegenüber anderen flächigen Messverfahren auch im bohrungsnahen Bereich der Kühlluftausblasung eine hohe Messgenauigkeit der adiabaten Filmkühleffektivität, da der Versuch isotherm abläuft. Andere flächige Messverfahren, wie z.B. die Infrarotmesstechnik und die Messung mit Flüssigkristallen, setzen einen Temperaturunterschied zwischen Kühlluft und Hauptströmung voraus. Damit ist im Besonderen im bohrungsnahen Bereich der Kühlluftausblasung die Bedingung einer adiabaten Wand zur Messung der adiabaten Filmkühleffektivität nicht einzuhalten, da die Wand im Bohrungsbereich durch Wärmeleitung beeinflusst wird.

Die Laser Particle Image Velocimetry ist ein berührungsloses flächiges Strömungsmessverfahren und daher bestens geeignet Strömungsfelder im Bereich der Kühlluftausblasung zu untersuchen. Zur Unterstützung hinsichtlich der zeitlichen Auflösung und der Grenzschichtmessung im wandnahen Bereich wird zusätzlich die Hitzdraht-Anemometrie zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit eingesetzt. Die Laser Doppler Anemometry, ein berührungsloses Messverfahren mit hoher zeitlicher Auflösung und ebenfalls sehr gut geeignet zur Untersuchung der Strömung bei Kühlluftausblasung, steht am Lehrstuhl Verbrennungskraftmaschinen und Flugantriebe zur Zeit der Untersuchungen leider noch nicht zur Verfügung.

Alle eingesetzten Messverfahren werden im Vorfeld der eigentlichen Untersuchungen im Umluftwindkanal des Lehrstuhls Verbrennungskraftmaschinen und Flugantriebe getestet, validiert bzw. weiterentwickelt. Dabei werden im Besonderen deren Einsatzmöglichkeiten und Einsatzkriterien untersucht, siehe Boehme [22], Leschik [103] und Dückerhshoff u.a. [30], [32], [33], [34]. Diese Kenntnisse zur Messtechnik sind wichtig mit Hinblick auf die Konstruktion des geeigneten Prüfstandes und des Versuchsmodells zur Untersuchung der Filmkühlung in Gebieten mit verzögerter Hauptströmung und in Bereichen lokaler Strömungsablösung, siehe Kapitel 4.

3.1 Das Ammoniak-Diazo-Verfahren mit Online-Kalibrierung

Wie zuvor beschrieben, wird das Ammoniak-Diazo-Verfahren zur Messung der adiabaten Filmkühleffektivität eingesetzt. Das von Haslinger [66] und Jung [84] eingesetzte Messverfahren wird zur versuchsbegleitenden Kalibrierung um eine Kalibriereinheit nach Friedrichs [50] ergänzt. Zusätzlich wird die Steuerung des Messverfahrens und die Auswertung der Messergebnisse durch den Einsatz von Computern und entsprechender Software weitestgehend automatisiert.

3.1.1 Theoretische Grundlagen

Technische Strömungen, wie die Filmkühlung in der Hochdruckturbine, werden in der Regel als turbulente Mischungsvorgänge dargestellt. Physikalisch lassen sich diese Strömungen in der Kontinuumsmechanik durch die reynoldsgemittelten Erhaltungsgleichungen beschreiben, siehe z.B. Baehr und Stephan [9] bzw. Jischa [81]. Da das kalibrierte Ammoniak-Diazo-Verfahren auf der Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport beruht, wird der Zusammenhang im Folgenden hergeleitet und dargestellt. Darauf aufbauend wird auf den Sonderfall der adiabaten Filmkühleffektivität eingegangen. Die Herleitung wird auch von Haslinger [66] bzw. Jung [84] beschrieben.

3.1.1.1 Die Bilanzgleichungen

Die Fluidströmung und das Ausmischen von Kühlluftstrahlen in einem Hauptströmungsfeld ist durch turbulente Mischungsvorgänge charakterisiert. Für den Einsatz des Ammoniak-Diazo-Verfahrens zur Untersuchung der adiabaten Filmkühleffektivität im Laborversuch werden mit Jischa [81] die folgenden vereinfachenden Annahmen getroffen:

- Die Kühlluft und die Hauptströmung werden als Newton'sche Fluide betrachtet.
- Die Fluide werden als inerte Gemische betrachtet.
- Die Fluide werden als ideale Gase betrachtet.
- Volumenkräfte werden vernachlässigt.
- Im Laborversuch werden nur niedrige Machzahlen realisiert, so dass die Strömung als inkompressibel betrachtet werden kann.
- Die Überlagerungseffekte Thermodiffusion (Soret-Effekt) und Diffusionsthermik (Dufour-Effekt) sind vernachlässigbar.

Somit ist es möglich, die Strömung im Laborversuch mit den reynoldsgemittelten Erhaltungsgleichungen zu beschreiben.

Massenerhaltung:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

Impulserhaltung:

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (3.2)$$

Energieerhaltung:

$$\rho c_p \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} + \rho c_p \overline{T' u'_j} \right) \quad (3.3)$$

Stoffhaltung:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\rho D \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} + \rho \overline{c' u'_j} \right) \quad (3.4)$$

Weiterhin können die Zusatzgleichungen der Thermodynamik für thermisch und kalorisch ideale Gase angewandt werden.

$$dh = c_p dT \quad (3.5)$$

$$p = \rho RT \quad (3.6)$$

Die Terme $-\rho \overline{u'_i u'_j}$, $\rho c_p \overline{T' u'_j}$ und $\rho \overline{c' u'_j}$, welche als Korrelationen die Schwankungsgrößen in den Gln. 3.2- 3.4 beschreiben, sind unbekannt. Mit dem Boussinesqschen Ansatz, auch Gradientenflussansatz genannt, kann dieses Schließungsproblem der Turbulenz gelöst werden. Der turbulente Spannungstensor wird durch den Gradienten der zeitgemittelten Geschwindigkeit beschrieben. Für die Korrelation der Temperatur- und der Stoffkonzentrationsschwankung mit der Schwankungsgröße der Geschwindigkeit werden entsprechende Gradientenflussansätze getroffen:

- turbulenter Reynolds'scher Spannungstensor

$$(\tau_{ij})_{\text{turb}} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \rho \varepsilon_{\tau t} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.7)$$

mit der kinematischen Wirbelviskosität

$$\varepsilon_{\tau t} = \frac{\mu_t}{\rho} \quad (3.8)$$

und der turbulenten kinetischen Energie

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (3.9)$$

- turbulenter Reynolds'scher Wärmestromvektor

$$(\dot{q}_j)_{\text{turb}} = \rho c_p \overline{T' u_j'} = -\rho c_p \varepsilon_{qt} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} \quad (3.10)$$

- turbulenter Reynolds'scher Stoffstromvektor

$$(\dot{m}_j)_{\text{turb}} = \rho \overline{c' u_j'} = -\rho \varepsilon_{Dt} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j} \quad (3.11)$$

Die Proportionalitätskonstanten ε_{qt} und ε_{Dt} bezeichnen die turbulenten Austauschgrößen für Wärme und Stoff. Mit geeigneten Ansätzen für ε_{qt} , ε_{Dt} und $\varepsilon_{\tau t}$ wird das Gleichungssystem Gln. 3.1- 3.4 geschlossen und prinzipiell lösbar.

3.1.1.2 Die Wärme-Stoff-Analogie

Der Begriff der Analogie bezeichnet den Sachverhalt, dass die mathematische Beschreibung von unterschiedlichen physikalischen Vorgängen übereinstimmt. Im vorliegenden Fall wird die Analogie von Wärme- und Stofftransport in einer Fluidströmung aufgezeigt. Dabei gelten die in Kapitel 3.1.1.1 getroffenen Annahmen.

Durch das Einführen der charakteristischen Größen U_0 , L_0 , T_1 , T_0 , c_1 und c_0 können die dimensionsbehafteten Größen der reynoldsgemittelten Erhaltungsgleichungen in dimensionslose Größen überführt werden.

$$\begin{aligned} \hat{x}_i &= \frac{x_i}{L_0}, & \hat{u}_i &= \frac{\bar{u}_i}{U_0}, & \hat{t} &= \frac{t}{L_0/U_0}, \\ \hat{p} &= \frac{p}{\rho U_0^2}, & \Theta &= \frac{\overline{T} - T_0}{T_1 - T_0}, & C &= \frac{\bar{c} - c_0}{c_1 - c_0} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Zusätzlich werden die dimensionslosen Kennzahlen herangezogen.

$$\text{molekulare Prandtlzahl} \quad \text{Pr} = \frac{\mu c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a} \quad (3.13)$$

$$\text{molekulare Schmidtzahl} \quad \text{Sc} = \frac{\mu}{\rho D} = \frac{\nu}{D} \quad (3.14)$$

$$\text{turbulente Prandtlzahl} \quad \text{Pr}_t = \frac{\varepsilon_{\tau t}}{\varepsilon_{qt}} \quad (3.15)$$

$$\text{turbulente Schmidtzahl} \quad \text{Sc}_t = \frac{\varepsilon_{\tau t}}{\varepsilon_{Dt}} \quad (3.16)$$

$$\text{Reynoldszahl} \quad \text{Re}_0 = \frac{\rho U_0 L_0}{\mu} \quad (3.17)$$

Die Gln. 3.3 und 3.4 können somit in die dimensionslose Form gebracht werden, siehe auch Eckert und Goldstein [39].

Energieerhaltung:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \hat{t}} + \hat{u}_j \frac{\partial \Theta}{\partial \hat{x}_j} = \frac{1}{\text{Re}_0 \text{Pr}} \frac{\partial}{\partial \hat{x}_j} \left[\left(1 + \frac{\varepsilon_{\tau t}}{\nu} \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \right) \frac{\partial \Theta}{\partial \hat{x}_j} \right] \quad (3.18)$$

Stoffeierhaltung:

$$\frac{\partial C}{\partial \hat{t}} + \hat{u}_j \frac{\partial C}{\partial \hat{x}_j} = \frac{1}{\text{Re}_0 \text{Sc}} \frac{\partial}{\partial \hat{x}_j} \left[\left(1 + \frac{\varepsilon_{\tau t}}{\nu} \frac{\text{Sc}}{\text{Sc}_t} \right) \frac{\partial C}{\partial \hat{x}_j} \right] \quad (3.19)$$

In beiden Gleichungen tritt der Term $\varepsilon_{\tau t}/\nu$ auf. Dieser ist, wie in [39] mit dimensionsanalytischen Überlegungen und entsprechenden Experimenten gezeigt wird, nur abhängig von der Reynoldszahl Re_0 und dem Ort.

$$\frac{\varepsilon_{\tau t}}{\nu} = f(\text{Re}_0; \hat{x}_i) \quad (3.20)$$

Somit ist der Term $\varepsilon_{\tau t}/\nu$ in beiden Erhaltungsgleichungen identisch.

Der Vergleich der beiden dimensionslosen Gleichungen für die Energieerhaltung Gl. 3.18 und die Stoffeierhaltung 3.19 zeigt, dass das dimensionslose Temperaturfeld Θ und das dimensionslose Konzentrationsfeld C einander entsprechen, wenn die Kennzahlen für die molekularen Austauschvorgänge

$$\text{Pr} = \text{Sc} \quad \text{bzw.} \quad \text{Le} = \frac{\text{Pr}}{\text{Sc}} = 1 \quad (3.21)$$

und die Kennzahlen für die turbulenten Austauschvorgänge

$$\text{Pr}_t = \text{Sc}_t \quad \text{bzw.} \quad \text{Le}_t = \frac{\text{Pr}_t}{\text{Sc}_t} = 1 \quad (3.22)$$

übereinstimmen und die untersuchten Strömungen gleiche Anfangs- und Randbedingungen erfüllen.

Die hier dargestellte Analogie zwischen Wärme- und Stoffaustausch wird für viele indirekte Messverfahren eingesetzt. Sind die Anfangs- und Randbedingungen der Strömung sowie die Kennzahlen der Gln. 3.21 und 3.22 erfüllt, so lassen Messungen bezüglich der Stoffkonzentration unmittelbar auf das entsprechende Temperaturfeld schließen. Gibt es Abweichungen bei den Kennzahlen für die molekularen und turbulenten Austauschvorgänge, so kann die Übertragbarkeit mittels einer Analogiefunktion erreicht werden.

3.1.1.3 Anwendung der Wärme-Stoff-Analogie zur Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität

Die Gültigkeit der Wärme-Stoff-Analogie zur Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität wird z.B. von Shadid und Eckert [142] beschrieben. Im Falle der Untersuchung der adiabaten Filmkühleffektivität in Hochdruckturbinen dominieren bei großen Reynoldszahlen die Trägheitskräfte gegenüber den Reibungskräften der Strömung und die turbulenten Austauschvorgänge haben einen bedeutend größeren Einfluss als die molekularen

Austauschvorgänge. Dies gilt, insoweit nicht die viskose Unterschicht der Grenzschicht betrachtet wird, siehe auch Foster und Lampard [46], Ito [78], Ito u.a. [79], Schwarz [138] und Schwarz und Goldstein [139]. D.h., es muss im wesentlichen die Forderung nach einer turbulenten Lewiszahl $Le_t = 1$ nach Gl. 3.22 erfüllt sein. Entsprechend Eckert und Goldstein [39] und Jischa [81] wird diese Forderung in technischen Anwendungen allgemein erfüllt. Dies gilt, da die turbulenten Austauschgrößen für den Wärmetransfer und den Stofftransfer in gleichem Maße abhängig sind von den Strömungsbedingungen, den molekularen Eigenschaften des Fluids und dem Ort, siehe Jung [84].

Die molekularen Austauschvorgänge sind in der viskosen Unterschicht, also in Nähe der Oberfläche, von größerer Bedeutung. Dies ist zwar der Bereich, welcher bei der Filmkühlung betrachtet werden soll. Aber im Falle der adiabaten bzw. stoffundurchlässigen Wand liegt an der Wand kein Gradient der Temperatur bzw. der Stoffkonzentration vor. Somit stellt sich dort kein Austauschvorgang von Wärme bzw. Stoff ein. Die Forderung nach einem Übereinstimmen der Kennzahlen Pr und Sc für den molekularen Transport muss daher nicht aufgestellt werden. Zur Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität mittels der Wärme-Stoff-Analogie muss Gl. 3.21 nicht mit der molekularen Lewiszahl $Le = 1$ erfüllt werden. Untersuchungen von Ito [78] und Petersen u.a. [120] bestätigen dies.

Das dimensionslose Temperaturfeld Θ und das dimensionslose Konzentrationsfeld C nach den Gln. 3.19 und 3.18 sind bei wärme- bzw. stoffdichter Wand gleich. Mit dem Einsatz von Tracergas in der Kühlluft kann im Fall der adiabaten Filmkühleffektivität die Wärme-Stoff-Analogie angewandt werden, siehe auch Friedrichs [50], Haslinger [66] und Jung [84], und es gilt:

$$\eta_{ad} = \frac{T_{aW} - T_H}{T_K - T_H} = \frac{c_{iW} - c_H}{c_K - c_H} = \eta_{iW} \quad (3.23)$$

Ist die Tracergas-Konzentration der Hauptströmung $c_H = 0$, so kann demzufolge die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} direkt aus dem Verhältnis der an der Wand anliegenden Tracergas-Konzentration c_{iW} zur Tracergas-Konzentration der Kühlluft c_K bestimmt werden.

$$\eta_{ad} = \frac{c_{iW}}{c_K} \quad (3.24)$$

Die Messung der Stoffkonzentration ergibt im bohrungsnahen Bereich der Kühlluftausblasung im Allgemeinen eine genauere Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} , als es durch die direkte Messung der Wandtemperatur möglich ist. Friedrichs u.a. [49] geben entsprechende Vergleiche zwischen eigenen Experimenten mittels der Wärme-Stoff-Analogie und Ergebnissen von Sinha u.a. [144], welche auf der direkten Wandtemperaturmessung beruhen. Die Versuche werden unter ähnlichen Bedingungen an der ebenen Wand durchgeführt. Die Kühlluft wird jeweils aus einer Lochreihe mit $\alpha_{B0} = 35^\circ$, $t = 3$ und $M = 0,5$ ausgeblasen. Friedrichs u.a. [49] erklären, dass bei der Messung von Wandtemperaturen im bohrungsnahen Bereich oft Messfehler durch Wärmeleitung in der Wand entstehen. D.h., die Bedingung der adiabaten Wand ist bei der Temperaturmessung im Allgemeinen schwieriger zu realisieren, als die Bedingung der stoffdichten Wand bei der Messung der Stoffkonzentration.

3.1.2 Das Ammoniak-Diazo-Messverfahren

Das Ammoniak-Diazo-Messverfahren ist ein flächiges Messverfahren zur Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} . Arbeiten von Friedrichs [50], Haslinger [66] und Jung [84] zeigen, dass diese Messmethode bei Filmkühluntersuchungen detaillierte Ergebnisse hoher Auflösung liefern.

3.1.2.1 Ammoniak als Tracergas und Diazofolie als Indikator

Gasförmiges Ammoniak NH_3 der Qualität 2.8, d.h., es hat einen Reinheitsgrad von 99,8 Vol.-%, wird der Kühlluft mit einem Gesamtvolumenanteil von 2 % – 3 % als Tracergas zugemischt. Ammoniak ist in der Umgebungsluft im Allgemeinen nicht nachweisbar. Wird als Fluid der Hauptströmung Umgebungsluft genutzt, so ist die Tracergas-Konzentration der Hauptströmung $c_H = 0$. Zur Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} muss daher nach Gl. 3.24 lediglich die Tracergas-Konzentration c_K in der Kühlluft bekannt sein und die Tracergas-Konzentration c_{iW} an der stoffdichten Wand bestimmt werden, siehe auch Goldstein und Stone [57]. Als Indikator der Tracergas-Konzentration c_{iW} wird an der Wand eine Diazofolie aufgebracht. Diazofolien werden üblicherweise zur Herstellung von Mutterpausen in der Lichtpausetechnik genutzt und sind daher kommerziell erwerbbar.

Die Diazofolie besteht aus einer Trägerfolie mit einer Beschichtung, welche Silikatgel enthält. Die Beschichtung ist auf 3 % bis 5 % Feuchtegehalt getrocknet und mit 10 bis 15 Chemikalien versetzt. Diese Zusätze sind hauptsächlich Diazoniumverbindungen, weiterhin Koppler (z.B. Phenol) und Additive zur Reaktionsstabilisierung, Kontrastverstärkung und Feuchtigkeitsreduktion. Die Verfärbung resultiert aus einer Kupplungsreaktion zwischen einer lichtempfindlichen Diazoniumverbindung und dem ebenfalls in der reaktiven Schicht enthaltenen Phenol zu freien Radikalen, siehe Römpp [127] bzw. Haslinger [66] und Friedrichs und Hodson [48]. Vor dem Einwirken des Ammoniak-Luft-Gemisches wird diese Reaktion durch organische und anorganische Säuren unterbunden. Der Kontakt mit dem hinreichend feuchten NH_3 -Luft-Gemisch zersetzt diese Säuren. Somit ist die Kupplungsreaktion nicht mehr blockiert. In den Bereichen, welche unter Einwirkung des Gasgemisches stehen, stellen sich Verfärbungen ein. Die Intensität der Verfärbung ist von der Konzentration des einwirkenden Ammoniaks abhängig. Weiterhin ist die Dauer der Einwirkzeit des Ammoniaks von entscheidender Bedeutung. Nach Versuchsende muss die eingeleitete Reaktion abgebrochen werden. Aus diesem Grund wird die Folie mit UV-Licht bestrahlt. Daraufhin wird die Diazoniumverbindung reaktionsunfähig.

Nach Beendigung des Versuches wird die Folie vom Versuchsträger abgezogen und die Intensität der Verfärbung wird mit Hilfe eines Flachbrettscanners in der entsprechenden Auflösung flächig als digitale Grauwertverteilung $gw(x, z)$ erfasst.

Die Intensität der Verfärbung der Diazofolie wird nicht allein von der einwirkenden Ammoniak-Konzentration bewirkt. Im Besonderen muss immer ausreichend Wasserdampf zum Gelingen der oben genannten Kupplungsreaktion vorliegen. Die Kühlluft, welcher das Ammoniak als Tracergas beigemischt wird, muss über einen ausreichenden Wasserdampfgehalt verfügen. Dieser sollte im Bereich von 90 % bis 100 % liegen. Neben der Versuchsdauer sind weitere Einflussparameter der Verfärbungsintensität die anliegende Temperatur und die chemische Zusammensetzung der Folie, welche von Charge zu Charge variieren kann. Diese Abhängigkeiten gestatten es nicht, die Folienverfärbungen nach

einer allgemeingültigen Kalibrierfunktion zu interpretieren. Um eine quantitative Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität vornehmen zu können, muss für jeden Versuch eine Kalibriermessung erfolgen.

Als Kalibrierung bieten sich zwei Verfahren an. Zum Ersten ist das der Einsatz des klassischen Tracergasverfahrens als Kalibrierverfahren nach Haslinger [66], welches auch von Jung [84] eingesetzt wird. Da Ammoniak in Verbindung mit dem Wasserdampf in der Luft stark ätzend ist und quantitativ nur schwer zu analysieren ist, wird zur Erstellung einer Kalibrierfunktion ein neutrales Gas eingesetzt. Der Kühlluft wird zunächst Kohlendioxid CO_2 als Tracergas zugemischt und während des Versuchs werden an einzelnen Stellen (x_i, z_i) der Oberfläche des Versuchsträgers Gasproben entnommen. An diesen Stützstellen wird dann mittels der Gl. 3.23 jeweils die lokal anliegende adiabate Filmkühleffektivität $\eta_{\text{ad}}(x_i, z_i)$ bestimmt. Der gleiche Versuch wird mit Ammoniak NH_3 als Tracergas in der Kühlluft durchgeführt, wobei auf die Oberfläche des Versuchsträgers die Diazofolie als Indikator aufgebracht wird. Nach dem Versuch wird die Grauwertverteilung $gw(x, z)$ auf der Diazofolie, wie oben beschrieben, erfasst. Die Grauwerte $gw(x_i, z_i)$ werden den lokalen adiabaten Filmkühleffektivitäten $\eta_{\text{ad}}(x_i, z_i)$ zugeordnet und mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wird zu jedem Versuch die Kalibrierfunktion f_{Kal} erzeugt.

$$\eta_{\text{ad}}(x, z) = f_{\text{Kal}}(gw(x, z)) \quad (3.25)$$

Nachteil dieses Verfahrens ist, dass es zeitaufwendig ist. Das Verfahren ist messtechnisch aufwendig, da zur Analyse des Kohlendioxids CO_2 immer ein geeignetes Messgerät zur Verfügung stehen muss. Gleichzeitig muss berücksichtigt werden, dass bei Nutzung der Umgebungsluft als Fluid der Hauptströmung auch deren CO_2 -Gehalt zu analysieren ist. Ein weiterer Nachteil ist, dass im Falle der Gasprobenentnahme nicht mehr die Bedingung der stoffundurchlässigen Wand erfüllt ist. So wird zwar bei Friedrichs und Hodson [48], Haslinger [66] und Jung [84] auf die Arbeit von Pedersen [119] verwiesen. Demzufolge wirken sich Gasprobenentnahme mit Entnahmegeschwindigkeiten, welche kleiner als 10 % der Hauptstromgeschwindigkeit u_H beträgt, nicht verfälschend auf die Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität aus. Friedrichs und Hodson [48] zeigen allerdings mit Hilfe der Ammoniak-Diazo-Messtechnik auch, dass Gasprobenentnahmen mit zu hohen Entnahmegeschwindigkeiten an der zu untersuchenden Wand bei der Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} durchaus einen erhöhten Fehler generieren.

Das zweite Kalibrierverfahren ist eine Online-Kalibrierung mit einer Kalibriereinheit, welche es ermöglicht, eine Kalibrierfunktion f_{Kal} parallel zum eigentlichen Filmkühlversuch zu erstellen. Dieses Kalibrierverfahren nach Friedrichs und Hodson [48], siehe auch Friedrichs u.a. [49] und Friedrichs [50], wird in Kapitel 3.1.2.2 vorgestellt, da es im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wird.

Grundsätzlich möglich ist auch die Nutzung von Diazopapier, nach Friedrichs und Hodson [48] als "diazo paper for ammonia development" bezeichnet, welches im Allgemeinen zur Herstellung von Lichtpausen eingesetzt wird. Vorteilhaft ist, dass das Diazopapier mit $50 \mu\text{m}$ dünner ist als die Diazofolie mit einer Stärke von $100 - 150 \mu\text{m}$. Demgegenüber zeichnet sich Diazofolie durch eine höhere Festigkeit aus. Dadurch lassen sich besser Konturen ausschneiden, wie z.B. elliptische Öffnungen. Das ist bei Filmkühluntersuchungen vorteilhaft, da die Folie als Indikator im Bereich der Kühlluftbohrungen an der Wand

angebracht werden muss. Desweiteren besitzen Folien eine glattere Oberfläche. Dadurch wird das Messsignal weniger verrauscht als bei der etwas diffuseren Verfärbung auf dem rauerem Papier.

Bei dreidimensional geformten Oberflächen empfiehlt sich darüber hinaus das direkte Auftragen einer entsprechenden chemischen Lösung auf die Oberfläche.

3.1.2.2 Online-Kalibrierung und Versuchsdurchführung

Zur Erzeugung der notwendigen Kalibrierfunktion f_{Kal} nach Gl. 3.25 wird bei jedem Filmkühlexperiment eine Kalibriereinheit entsprechend der Entwicklung von Friedrichs und Hodson [48] eingesetzt.

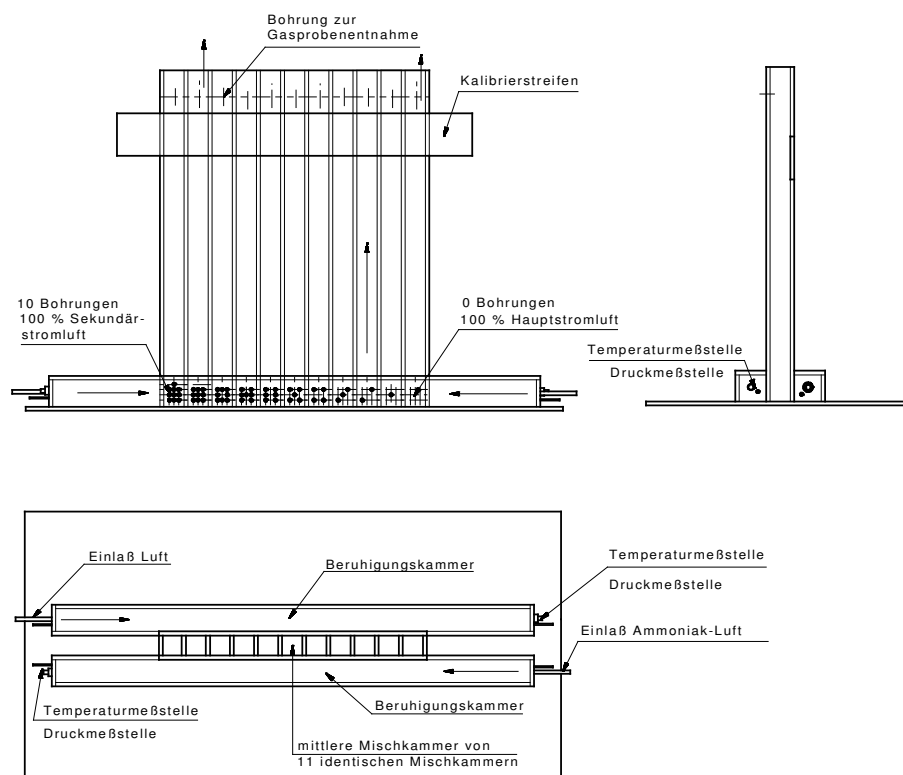


Bild 3.1: Kalibriereinheit für das Ammoniak-Diazo-Verfahren zur Online-Kalibrierung

Die Kalibriereinheit besteht aus elf Mischkammern, wie in Bild 3.1 dargestellt. Am Fuße jeder Mischkammer befinden sich jeweils zehn Bohrungen gleichen Durchmessers. Desweiteren befinden sich am Fuße der Mischkammern zwei Beruhigungskammern. Die erste Beruhigungskammer wird mit einer Fluidprobe der Hauptströmung des Filmkühlexperimentes beschickt. Im Rahmen dieser Arbeit entspricht dies einer Probe der Umgebungsluft. Die zweite Beruhigungskammer wird mit Sekundärluft beschickt, also mit einer Probe der mit Ammoniak und Wasserdampf angereicherten Kühlluft. Die Bohrungen am Fuße der Mischkammern sind derart angeordnet, dass die erste Mischkammer mit zehn Bohrungen zur ersten Beruhigungskammer und keiner Bohrung zur zweiten Beruhigungskammer verbunden ist. Die zweite Mischkammer ist mit neun Bohrungen zur ersten Beruhigungskammer und mit einer Bohrung zur zweiten Beruhigungskammer verbunden.

Dies geht von Mischkammer zu Mischkammer so weiter, bis zur letzten Mischkammer, die mit keiner Bohrung mit der ersten Beruhigungskammer und mit zehn Bohrungen mit der zweiten Beruhigungskammer verbunden ist. Die Beruhigungskammern werden jeweils mit dem gleich großem Kalibrier-Massenstrom an Luft \dot{m}_{L-Kal} bzw. Kühlluft \dot{m}_{K-Kal} versorgt, sodass sich nach Gl. 3.26 in den Mischkammern die relativen Kühlluftkonzentrationen $C_{rel} = 0\%, 10\%, \dots, 100\%$ in 10 %-Schritten einstellen.

$$C_{rel} = \frac{c_{Mischkammer}}{c_K} \quad (3.26)$$

Am oberen Ende der Mischkammern wird während des Filmkühlexperimentes ein Kalibrierstreifen aus Diazofolie eingelegt. Die Mischluft einer jeden Mischkammer strömt zeitgleich während des entsprechenden Filmkühlexperimentes am Kalibrierstreifen entlang. Entsprechend der anliegenden Ammoniak-Konzentration verfärbt sich der Kalibrierstreifen infolge der Diazoreaktion mehr oder weniger stark, wie in Kapitel 3.1.2.1 beschrieben. Die Verfärbung des Kalibrierstreifens im Bereich der jeweiligen Mischkammer kann direkt der jeweils anliegenden relativen Kühlluftkonzentration zugeordnet werden. Der Vergleich der Gl. 3.26 mit der Gl. 3.24 zeigt, dass die relative Kühlluftkonzentration dem Wert der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} entspricht.

$$\eta_{ad} = C_{rel} \quad (3.27)$$

Wird der Kalibrierstreifen mittels eines Flachbrettscanners mit 256 bit Graustufe digitalisiert, so lässt sich, wie in Bild 3.2 dargestellt, die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} den Graustufen gw des Kalibrierstreifens zuordnen. Mit der Methode des kleinsten Fehlerquadrates kann mit den elf Grauwerten des Kalibrierstreifens eine Kalibrierfunktion f_{Kal} nach Gl. 3.25 erstellt werden.

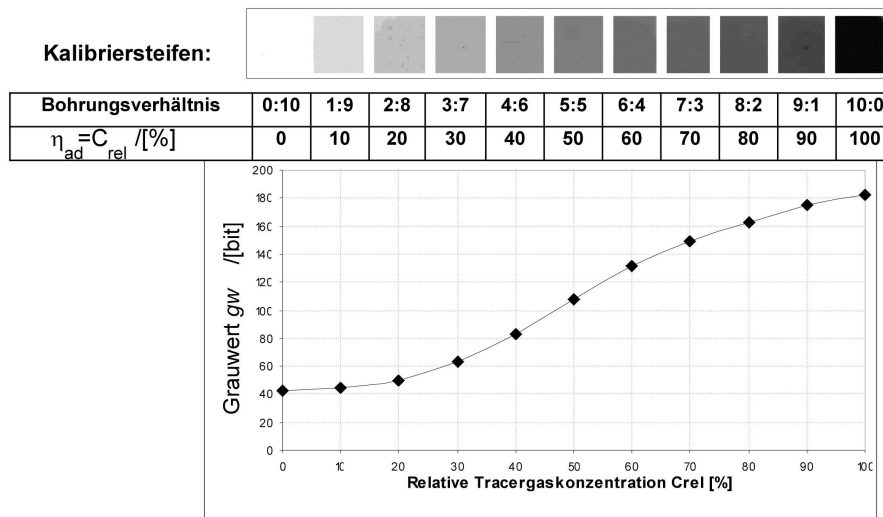


Bild 3.2: Kalibrierstreifen und Zuordnung von Grauwerten zur Kühlluftkonzentration C_{rel} bzw. zum Wert der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad}

Zur Überwachung der Funktionsfähigkeit der Kalibrierung während des Filmkühlexperimentes sind die Beruhigungskammern der Kalibriereinheit mit Druck- und Tempera-

turmessstellen ausgerüstet. Der Kalibrierstreifen muss aus der gleichen Charge Diazofolie sein, wie die Diazofolie, welche zur Ermittlung der adiabaten Filmkühleffektivität am Versuchsträger eingesetzt wird. Die grundsätzliche Funktionsfähigkeit der Kalibriereinheit wird von Leschik [103] mittels Gaschromatographie nachgewiesen. Dazu werden die sich einstellenden Ammoniak-Konzentrationen in den Mischkammern der Kalibriereinheit analysiert. Bild 3.3 ist eindeutig der lineare Zusammenhang zwischen Ammoniak-Konzentration und der entsprechenden Mischkammer zur Erzeugung der Kühlluftkonzentrationen $C_{\text{rel}} = 0 \text{ } \%, 10 \text{ } \%, \dots, 100 \text{ } \%$ zu entnehmen.

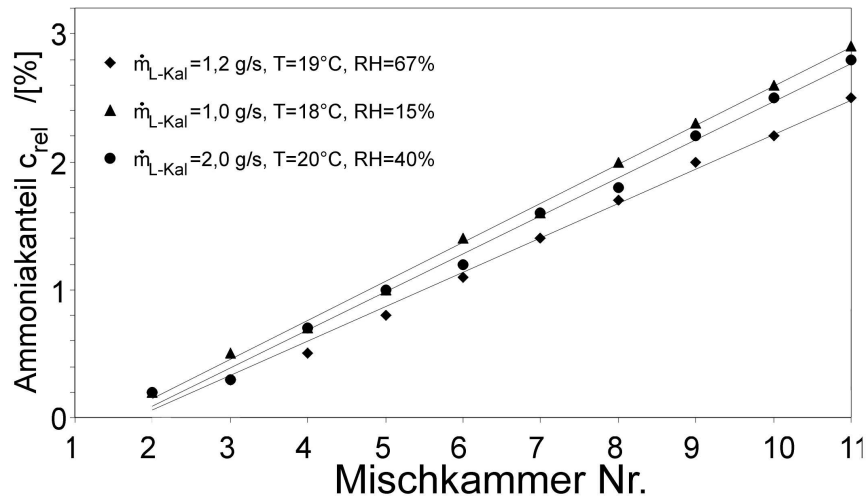


Bild 3.3: Überprüfung der Ammoniak-Konzentrationen in den Mischkammern der Kalibriereinheit mit der Gaschromatographie

Der lineare Zusammenhang gilt unabhängig von den anliegenden Kalibrier-Massenströmen an Luft \dot{m}_{L-Kal} bzw. Kühlluft \dot{m}_{K-Kal} , solange diese gleich groß sind und im Bereich von $1 - 2 \text{ g/s}$ liegen. Gleiches gilt für die Kalibriereinheit bei der Variation der Fluidtemperaturen und der Luftfeuchte im betrachteten Bereich. Nichts desto weniger muss die Luftfeuchtigkeit der Kühlluft zur Erzeugung der Kalibrierfunktion mittels des Kalibrierstreifens nach Bild 3.2 wie vorab beschrieben im Bereich $RH = 90 \text{ } \% - 100 \text{ } \%$ liegen.

Friedrichs und Hodson [48] validieren ihre Kalibriereinheit mittels Gasprobennahme am Versuchsträger mit zusätzlichen Tracergasversuchen unter Nutzung von Ethyl als Tracergas.

Die Kalibriereinheit ist integriert in der Kühlluftversorgung der Ammoniak-Diazo-Messtechnik zur Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} . Das Schaltschema der Kühlluftversorgung zum Filmkühlexperiment wird durch Bild 3.4 wiedergegeben. Die Luft wird einem Druckluftspeicher entnommen und über einen Druckminderer und Filter zu einem Massenstromregler geleitet. Am Massenstromregler wird die Druckluft auf den Massenstrom \dot{m}_L eingeregelt und zur Befeuchtung über eine Luftfeuchteregeleung geleitet. Die Luftfeuchteregeleung erfolgt manuell mittels Ventilen, sodass ein Teil der Druckluft

über ein Wasserreservoir und ein Teil über einen Bypass geleitet wird. Die Temperatur der Druckluft T_1 und der eingeregelter Feuchtegehalt $RH = 90 \% - 100 \%$ kann überprüft werden. Die aufbereitete Druckluft wird anschließend mit Ammoniakmassenstrom \dot{m}_{NH_3} als Tracergas in Konzentrationen von $r_{NH_3} = 2 \% - 3 \%$ des Gesamtvolumenstroms angereichert und es ergibt sich der Gesamtmassenstrom der Kühlluftaufbereitung \dot{m}_{K-Ges} .

$$\dot{m}_{K-Ges} = \dot{m}_L + \dot{m}_{NH_3} \quad (3.28)$$

Die Kalibriereinheit wird während des Filmkühlexperimentes mittels einer Membranpumpe mit ammoniakfreier Umgebungsluft beschickt. Der Luftmassenstrom der Größenordnung $\dot{m}_{L-Kal} \approx 1 \text{ g/s}$ wird dabei ständig gemessen. Gleichzeitig wird der Kalibriereinheit der entsprechende Massenstrom \dot{m}_{K-Kal} an Kühlluft, welche mit Ammoniak als Tracergas angereichert ist, aus der Kühlluftaufbereitung zugeleitet, sodass gilt:

$$\dot{m}_{K-Kal} = \dot{m}_{L-Kal} \quad (3.29)$$

Maßgebend für das Filmkühlexperiment ist die Einstellung der Ausblaserate M bzw. der mittleren Ausblasegeschwindigkeit u_K an der Kühlluftbohrung. Bei der Filmkühlung aus einer Reihe von n Kühlluftbohrungen des Durchmessers d ergibt sich somit der einzuregelnde Kühlluftstrom \dot{m}_K :

$$\dot{m}_K = n \cdot \rho_K \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot u_K \quad (3.30)$$

Der für das Filmkühlexperiment bereitzustellende Gesamtmassenstrom der Kühlluftaufbereitung \dot{m}_{K-Ges} ergibt sich zu:

$$\dot{m}_{K-Ges} = \dot{m}_K + \dot{m}_{K-Kal} \quad (3.31)$$

In guter Näherung kann der Einfluss der Luftfeuchtigkeit vernachlässigt und die Dichte der Kühlluft ρ_K der Dichte der Hauptströmung ρ_H gleich gesetzt werden. Die mit Ammoniak angereicherte Kühlluft kann als Gemisch idealer Gase angesehen werden. Nach Baehr [8] sind die Volumenanteile r_i des Einzelvolumens V_i eines idealen Gasgemisches am Gesamtvolumen V_{Ges} definiert durch

$$r_i = \frac{V_i(T, p)}{V_{Ges}} \quad (3.32)$$

wobei gilt:

$$V_i(T, p) = m_i \cdot R_i \cdot \frac{T}{p} \quad (3.33)$$

Unter der Annahme eines isothermen und isobaren Zustandes im Bereich des Kühlluftaustrittes ergeben sich unter Beachtung der Gl. 3.31 die einzustellenden Massenströme der Kühlluftaufbereitung mit Gl. 3.28 für die Druckluft

$$\dot{m}_L = \frac{(\dot{m}_K + \dot{m}_{K-Kal}) \cdot (1 - r_{NH_3})}{\frac{R_L}{R_{NH_3}} \cdot r_{NH_3} + (1 - r_{NH_3})} \quad (3.34)$$

und für das Ammoniak

$$\dot{m}_{\text{NH}_3} = \frac{(\dot{m}_K + \dot{m}_{K-\text{Kal}}) \cdot r_{\text{NH}_3}}{\frac{R_{\text{NH}_3}}{R_L} \cdot (1 - r_{\text{NH}_3}) + r_{\text{NH}_3}} \quad (3.35)$$

in Abhängigkeit der eingestellten Ammoniak-Konzentration r_{NH_3} der Kühlluft. Die Steuerung dieser Massenströme wird von dem Mess-, Steuer- und Regelprogramm “ADT-STEUERUNG.VI” im Rahmen der Versuchsautomatisation übernommen. Dieses Programm ist ein in Labview 5.1 programmiertes VI (Virtual Instrument) mit einer grafischen Bedienoberfläche entsprechend Bild 3.5. Weitere Informationen können dem Handbuch von Hille [74] entnommen werden.

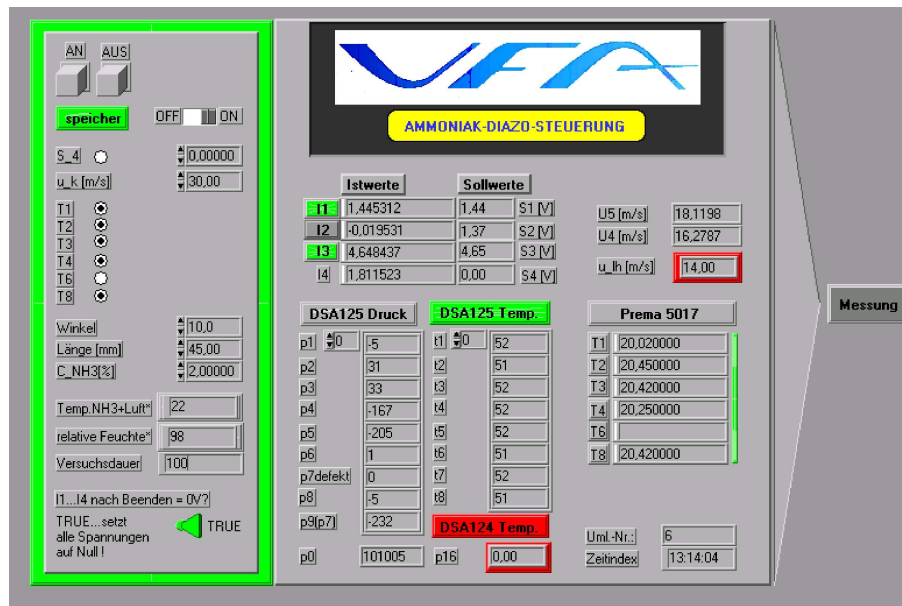


Bild 3.5: Anzeige des VI’s “ADT-STEUERUNG.VI” zur Automatisierung des Ammoniak-Diazo-Experiments mittels Regelung der Kühlluftaufbereitung entsprechend Bild 3.4 und Einstellung der Versuchsparameter

Zur Durchführung des Filmkühllexperimentes wird auf dem Versuchsträger eine Diazofolie als Indikator befestigt. Die Diazofolie wird für den Versuch mit einem Schneidplotter maßgerecht vorbereitet, sodass sich in der Folie die entsprechenden Bohrungen für die Kühlluftausblasung befinden. Die Befestigung der Folie wird mittels einer Klebeverbindung mit dem Sprühkleber M3-Spraymount hergestellt. Dadurch ist die Diazofolie nach dem Versuch leicht vom Versuchsträger zu lösen. Nach dem Lösen der Folie vom Versuchsträger ist diese ohne Kleberückstände. Das ist wichtig, da die Folie transparent ist und eine Verunreinigung der Folienrückseite eine Verfälschung des Messsignals bewirken würde. Ist der Versuchsträger in der Messstrecke und die Kalibriereinheit entsprechend mit der Diazofolie als Indikator präpariert, so wird der Versuch mit dem Einregeln der aerodynamischen Versuchsparameter gestartet. Dieser Vorgang wird automatisiert durch das oben genannte Programm “ADT-STEUERUNG.VI” durchgeführt. Er besteht im

Einregeln des Windkanals, sodass sich die gewünschte Hauptstromgeschwindigkeit u_H in der Messstrecke einstellt, und im Einregeln der Kühlluftaufbereitungsanlage, sodass der Kühlluftmassenstrom \dot{m}_K in der entsprechenden Qualität und Quantität zur Verfügung steht. Gleichzeitig wird die Kalibrierstrecke bereits mit der Kalibrierluft \dot{m}_{L-Kal} versorgt. Die mit Ammoniak angereicherte Kühlluft wird zunächst über einen Bypass abgeführt, siehe Bild 3.4. Mittels einer pneumatischen Steuerleitung werden Ventile gleichzeitig derart geschaltet, dass die Kühlluft durch die Kühlluftbohrungen am Versuchsträger und zur Kalibriereinheit strömt. Zur Beendigung des Filmkühlexperimentes wird die Kühlluft wieder auf den Bypass geschaltet. Die Versuchszeit liegt dabei in der Regel bei 2 bis 3 Minuten. Je nach Umgebungsbedingungen kann sie darüber oder darunter liegen. Aufgrund der instationären Vorgänge bei Beginn und Ende der Kühlluftbeaufschlagung sollte die Versuchszeit allerdings nicht unter 30 Sekunden liegen, siehe Friedrichs und Hodson [48]. Nach Beendigung des Filmkühlexperiments wird die Diazofolie, wie in Kapitel 3.1.2.1 beschrieben, mit UV-Licht bestrahlt und vom Versuchsträger bzw. aus der Kalibriereinheit entfernt.

3.1.2.3 Messdatenauswertung via Bildverarbeitung

Die vom Modell abgezogene Folie und der Kalibrierstreifen werden auf weißem Papier aufgeklebt und mit einem Flachbettscanner als Graustufenbild (256 bit Grauwerte, Scanerauflösung 150 dpi, TIF-Format) digitalisiert.

Für die Auswertung der Graustufenbilder wird das Programm *“kfe_calc.pro”* eingesetzt, welches auf der Software IDL (Interaktive Data Language) Version 5.4 basiert. Die Software IDL ist auf die Verarbeitung von Grafikdaten spezialisiert. Das Programm *“kfe_calc.pro”* ist ein Macro, welches in der speziellen Skriptsprache der Software IDL geschrieben ist. Aus dem Graustufenbild des Kalibrierstreifens werden am Bildschirm die elf Bereiche selektiert, welche der jeweiligen Kühlluftkonzentration C_{rel} entsprechen, die in der Kalibriereinheit am Kalibrierstreifen anliegen, siehe Bild 3.2. Für jeden selektierten Bereich wird der Graustufen-Mittelwert berechnet. Außerdem werden die statistischen Kennzahlen Varianz und Standardabweichung ermittelt. Diese ermöglichen eine Bewertung der Homogenität in der Verfärbung jedes der elf selektierten Bereiche auf der Folie. Die berechneten Größen werden als ASCII-Datei gespeichert. Sodann wird aus den vorliegenden elf Grauwerten, welche in 10 %-Konzentrationsschritten den relativen Ammoniakkonzentrationen $0 \% \leq C_{rel} \leq 100 \%$ zugeordnet werden, ein Polynom fünfter Ordnung nach der Methode des kleinsten Fehlerquadrates berechnet. Dieses Polynom stellt für das jeweilige Filmkühlexperiment die Kalibrierfunktion f_{Kal} nach Gl. 3.25 dar. Entsprechend dem vorliegenden Grauwert $gw(x_i, z_i)$ wird mit Hilfe der Kalibrierfunktion f_{Kal} für jeden Punkt (x_i, z_i) auf der Diazofolie des Versuchsträgers sodann eine relative Ammoniakkonzentration C_{rel} und somit nach Gl. 3.27 eine adiabate Filmkühleffektivität $\eta_{ad}(x_i, z_i)$ bestimmt.

Mit dieser automatisierten Bildverarbeitung wird die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} des Filmkühlexperiments innerhalb weniger Minuten nach Versuchsende flächig und hochauflösend ermittelt, siehe Bild 3.6. Das Macro *“kfe_calc.pro”* ist im Besonderen auf die Auswertung der in Kapitel 4.4 vorgestellten Kühlluftausblasung abgestimmt. So wird für den Bereich der mittleren Kühlluftbohrung (von elf Bohrungen einer Kühlluftbohrungs-

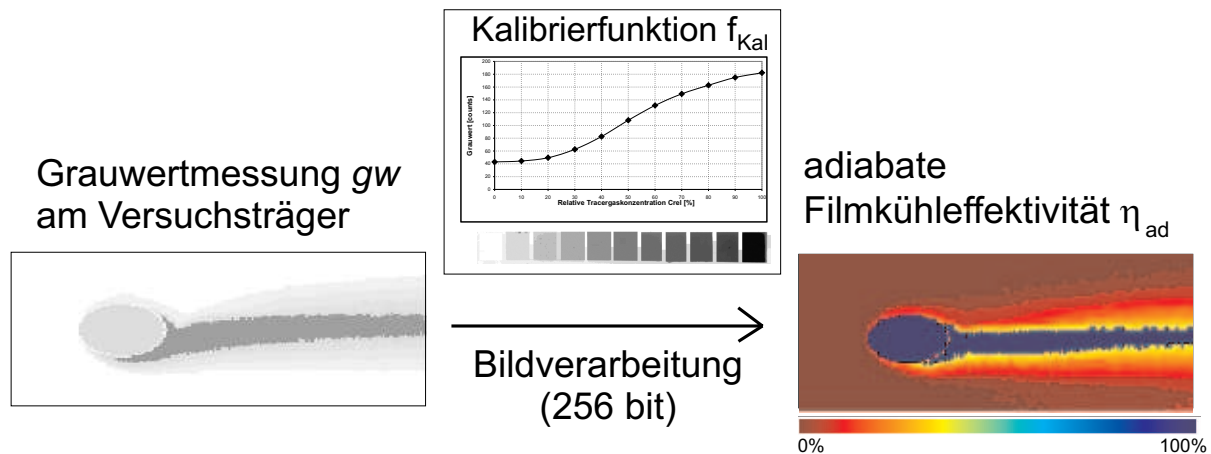


Bild 3.6: Automatisierte Bildverarbeitung des Ammoniak-Diazo-Verfahrens zur Ermittlung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad}

reihe) die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} auf der Mittellinie und die lateral gemittelte adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ sowie der Verlauf der Kalibrierfunktion unmittelbar als grafische Darstellung ausgegeben, siehe Bild 3.7. Zur späteren Weiterverarbeitung werden die Ergebnisse der Bilddatenauswertung in entsprechenden ASCII-Dateien zusätzlich abgespeichert.

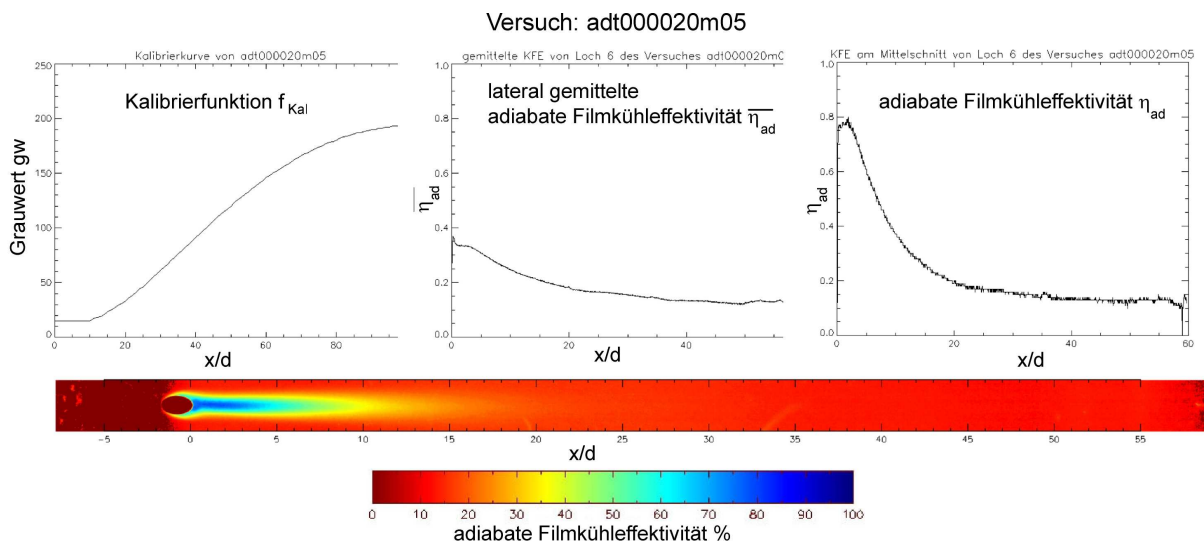


Bild 3.7: Beispiel der grafischen Darstellung von Messergebnissen zur adiabaten Filmkühleffektivität mit dem Macro "kfe_calc.pro"

3.1.2.4 Auswahl der Diazofolie und Fehlerbetrachtung

Voraussetzung für die Gültigkeit der Wärme-Stoff-Analogie zur Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} mittels Messung der relativen Stoffkonzentration nach Gl. 3.24 bzw. Gl. 3.27 ist, dass die Diazofolie an der Oberfläche des Versuchsträgers bzw. in der

Kalibriereinheit eine stoffdichte Wand bildet. Untersuchungen von Haslinger [66] weisen nach, dass diese Bedingung für die Diazofolie vom Typ "Ozalid^R Klebefilm Opak" gegeben ist. Zum Messfehler infolge Temperatureinfluss auf die Graufärbung der Diazofolie wird dabei eine maximale Temperaturabhängigkeit von $\Delta gw / \Delta T = -1,43 \text{ bit/K}$ erkannt. Der maximale Messfehler zur adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} infolge Temperaturabweichung wird in [66] für die Diazofolie "Ozalid^R Klebefilm Opak" mit $\frac{\Delta \eta_{ad}}{\Delta T_{Diazofolie}} < 0,75 \frac{\%}{\text{K}}$ angegeben.

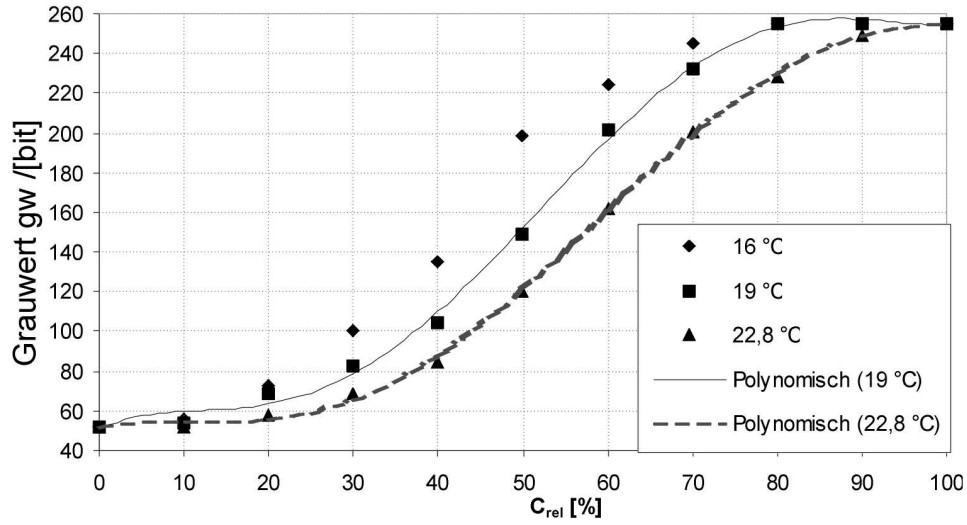


Bild 3.8: Abhängigkeit der Grauwertbildung bei der Ammoniak-Diazo-Kalibrierung von der an der Diazofolie anliegenden Temperatur

Die Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit der Diazofolie "Ozalid^R Klebefilm Opak" in [34] zeigen dem gegenüber die Möglichkeit größerer Meßfehler auf. Bild 3.8 gibt die Kalibrierkurven für die Diazofolie bei verschiedenen Temperaturen in der Kalibriereinheit wieder. Verschiedene relative Ammoniakgaskonzentrationen C_{rel} , bzw. dementsprechend nach Gl. 3.27 verschiedene adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} , erzeugen unterschiedliche Grauwerte auf der Diazofolie. Eine Betrachtung der 19 °C-Linie und der 22,8 °C-Linie lässt eine Abweichung infolge Temperatureinfluss auf die Graufärbung der Diazofolie z.B. für die Position $\eta_{ad} = C_{rel} = 50 \%$ von $\frac{\Delta gw}{\Delta T} = -29,35 \text{ bit} / 3,8 \text{ K} = -7,72 \frac{\text{bit}}{\text{K}}$ ermitteln. Bei einer Steigung der 19 °C-Linie von $\frac{\Delta \eta_{ad}}{\Delta gw} = 0,21 \frac{\%}{\text{bit}}$ an dieser Position, ergibt sich ein temperaturabhängiger Messfehler der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} von

$$\frac{\Delta \eta_{ad}}{\Delta T} (C_{rel} = 50\%) = \frac{\Delta gw}{\Delta T} \cdot \frac{\Delta \eta_{ad}}{\Delta gw} = -1,6 \frac{\%}{\text{K}}. \quad (3.36)$$

Diese Betrachtung lässt sich auf alle Positionen der relativen Ammoniakkonzentration C_{rel} in Bild 3.8 anwenden. Daraus ergeben sich die in Tabelle 3.1 angegebenen Werte.

$C_{\text{rel}}/[\%]$	0	10	20	30	40	50
$\frac{\Delta g_w}{\Delta T}$	-0,01	-0,4	-2,76	-3,85	-5,28	-7,72
$\frac{\Delta \eta_{\text{ad}}}{\Delta g_w}$	6,74	1,25	0,69	0,55	0,3	0,21
$\frac{\Delta \eta_{\text{ad}}}{\Delta T}$	-0,08	-0,5	-1,89	-2,13	-1,6	-1,6

$C_{\text{rel}}/[\%]$	60	70	80	90	100
$\frac{\Delta g_w}{\Delta T}$	-10,28	-8,37	-6,98	-1,54	-0,01
$\frac{\Delta \eta_{\text{ad}}}{\Delta g_w}$	0,24	0,37	0,88	157	5000
$\frac{\Delta \eta_{\text{ad}}}{\Delta T}$	-2,47	-3,12	-6,14	-243	-51,2

Tabelle 3.1: Temperaturabhängiger Messfehler der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} nach Bild 3.8 entsprechend der 19°C-Linie mit Bezug auf die 22,8°C-Linie

Mit Tabelle 3.1 ist zu erkennen, dass für die Kalibrierkurve der 19°C-Linie nach Bild 3.8 nur für den Bereich $20\% \leq \eta_{\text{ad}} \leq 80\%$ eine hinreichend genaue Auflösung mit der Steigung der Kalibrierkurve von $\frac{\Delta \eta_{\text{ad}}}{\Delta g_w} \leq 1$ erreicht wird. Nur im Bereich $40\% \leq \eta_{\text{ad}} \leq 50\%$ kann mit $\frac{\Delta \eta_{\text{ad}}}{\Delta T} = -1,6$ eine Temperaturabhängigkeit gefunden werden, welche ungefähr dem Ergebnis von Haslinger [66] entspricht. Daraus lässt sich ableiten, dass die Temperaturabhängigkeit des Messergebnisses des Ammoniak-Diazo-Verfahrens jeweils nur für bestimmte Messbereiche der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} optimal gering gehalten werden kann. Optimal ist es, das Filmkühlexperiment bei isothermen Bedingungen durchzuführen. Alle anderen Versuchsparameter, wie z.B. die Einwirkzeit, die Ammoniakkonzentration und die Luftfeuchtigkeit müssen in diesem Fall optimal auf den gewünschten Messbereich abgestimmt sein.

In gleicher Weise wie Haslinger [66] zeigt Jung [84], dass die Diazofolie des Typs “Tepa-Ahlborn 312.3” ebenfalls die Bedingung erfüllt, eine stoffdichte Wand zu bilden. Der Messfehler infolge des Temperatureinflusses auf die Graufärbung dieser Diazofolie wird dabei mit einer Temperaturabhängigkeit von $\frac{\Delta g_w}{\Delta T} = -1,24 \frac{\text{bit}}{\text{K}}$ beschrieben. D.h., der Messfehler infolge Temperaturabweichung ist bei der Diazofolie “Tepa-Ahlborn 312.3” geringer als bei der Diazofolie “Ozalid^R Klebfilm Opak”.

Entscheidend ist, dass die Temperaturen der Diazofolie am Versuchsträger und in der Kalibriereinheit zur Online-Kalibrierung einander entsprechen. Jung [84] weist nach, dass bei der Betrachtung der Temperaturabhängigkeit der Ammoniak-Diazo-Reaktion tatsächlich vorrangig die Wandtemperatur, also die Temperatur der Diazofolie entscheidend ist. Demgegenüber hat die Kühllufttemperatur nur einen untergeordneten Einfluss.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche zur Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} wird die Diazofolie “Tepa-Ahlborn 312.3” ausgewählt. Untersuchungen in [35] zeigen, dass diese Folie das genaueste Messsignal bei noch vertretbarem Messrauschen liefert.

3.2 Das Laser-PIV-Verfahren zur Strömungsfeldmessung

Die Strömungsfelduntersuchung im Bereich der Kühlluftausblasung wird mit der Laser Particle Image Velocimetry durchgeführt. Die Laser Particle Image Velocimetry (PIV) eignet sich besonders gut zur Untersuchung der Strömung bei Kühlluftausblasung, da berührungsfrei gemessen wird. Die Strömung wird nicht durch eine eingebrachte Sonde beeinflusst. Das Laser-PIV-Verfahren ist ein flächiges Messverfahren. D.h., eine Messung liefert die Strömungsgeschwindigkeiten $u(x_i, y_i)$ an einer Vielzahl von Positionen einer Messfläche A_{Mess} zu einem diskreten Zeitpunkt t . Durch die Mittelwertbildung einer Vielzahl von Messungen kann das zeitlich gemittelte Strömungsfeld $\bar{u}(x_i, y_i)$ bestimmt werden.

Als Strömungsindikatoren dienen mit der Strömung mittransportierte kleine Partikel. Bei Windkanaluntersuchungen wird der strömenden Luft ein Aerosol beigelegt. Die Partikel des Aerosols sind kleiner als $4 \mu\text{m}$. Dadurch folgen die Partikel der Strömung selbst bei großen Beschleunigungen, sodass die Partikelgeschwindigkeiten den anliegenden Strömungsgeschwindigkeiten entsprechen. Als Aerosol wird das Sylikonöl DEHS eingesetzt.

Zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit mittels PIV wird die Messbene durch zwei definierte Laserblitze kurzzeitig beleuchtet. Die angeleuchteten Partikel reflektieren das Laserlicht. Eine CCD-Kamera lichtet zu den jeweiligen Laserblitzen die Messfläche A_{Mess} ab. Es werden zwei Bilder mit entsprechend platzierten Partikeln erzeugt, siehe Bild 3.9. Diese werden mit dem Verfahren der Kreuzkorrelation ausgewertet. Das Laser-PIV-Verfahren ist sowohl zur Messung geringer als auch zur Messung hoher Geschwindigkeiten gut geeignet, insofern die von Keane und Adrian [88] [89] aufgestellten Regeln eingehalten werden, siehe auch [30] zur Validierung des eingesetzten Messverfahrens. Eine detaillierte Beschreibung der Particle Image Velocimetry und der Lösungsalgorithmen der Kreuzkorrelation wird in Raffel u.a. [124] gegeben.



Bild 1

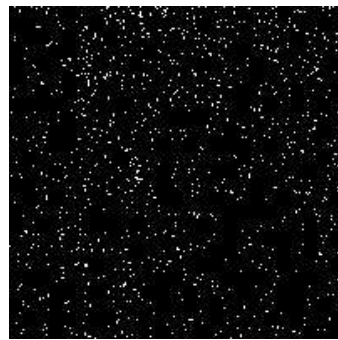


Bild 2

Bild 3.9: Doppelbildaufnahme einer partikelbeladenen Strömung zur PIV-Kreuzkorrelation

Bei Strömungsfeldmessungen mit Laser-PIV im wandnahen Bereich tritt im Allgemeinen eine diffuse Reflexion des Laserlichtes auf, was zu einer Unschärfe des Messsignals bei der Ablichtung der Partikel mittels CCD-Kamera führt. In diesem Rahmen macht sich der

Einsatz von fluoreszierenden Farben auf der Wand bewährt. Diese werden als Farbanstrich oder als Folie auf der Wand aufgebracht. Durch diese Maßnahme besitzt das reflektierte Laserlicht eine andere Wellenlänge als das einfallende Licht des Laserlichtschnitts. Die CCD-Kamera wird mit einem optischen Filter ausgestattet, dessen Transmission der Wellenlänge des einfallenden Laserlichtschnitts entspricht. Die CCD-Kamera detektiert somit nur Partikel, welche in der Laserlichtschnittebene vom einfallenden Laserlicht angeleuchtet werden. Diffuses reflektiertes Licht anderer Wellenlänge wird von der CCD-Kamera nicht aufgezeichnet.

Die Sende- und Empfangseinheit des Laser-PIV-Systems, d.h. die Laserlichtschnittoptik und die CCD-Kamera (bzw. Kameras), sind am Prüfstand auf einem xyz-Traversiersystem adaptiert. Die zu untersuchende Messebene A_{Mess} kann somit im Bereich der Messkammer genau positioniert werden.

3.2.1 2D-Laser-PIV-Verfahren

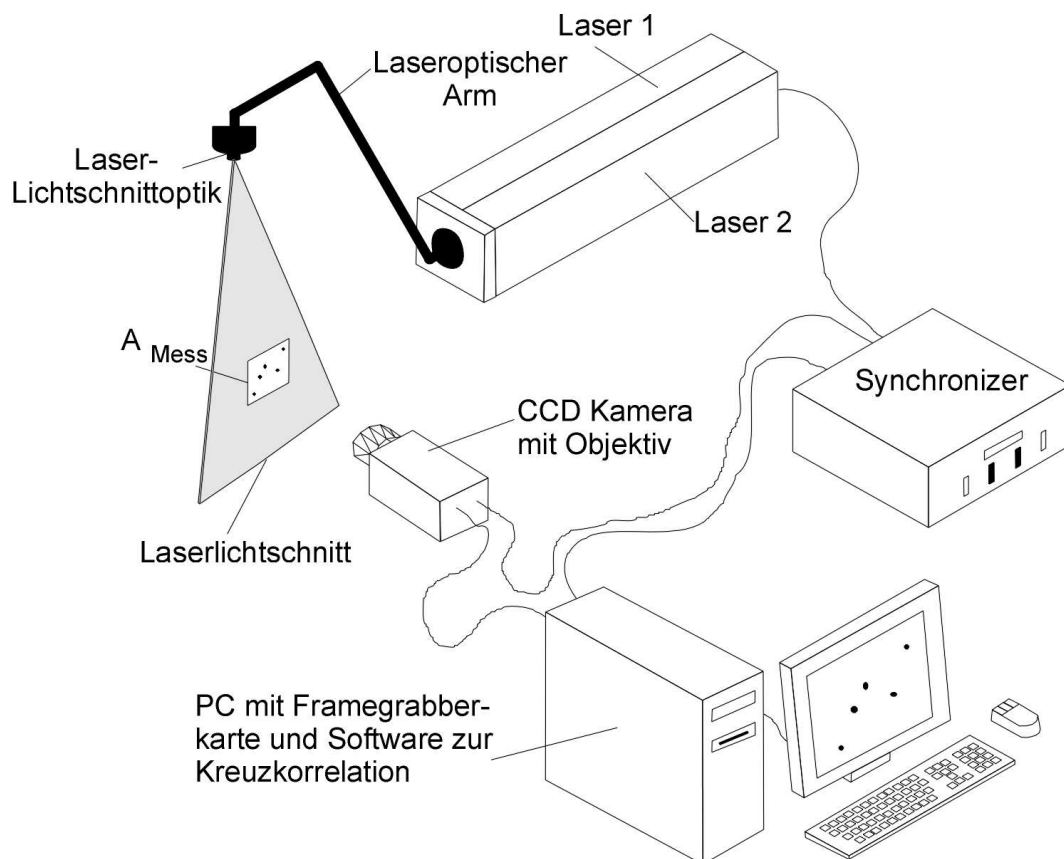


Bild 3.10: Aufbau der Laser Particle Image Messtechnik zur PIV-Kreuzkorrelation

Bild 3.10 gibt das Aufbauschema der Anlage des 2D-Laser-PIV-Verfahrens wieder. Die Anlage besteht im wesentlichen aus der CCD-Kamera, dem Mess- und Auswerte-PC, dem Synchronizer, dem Doppelpulslaser und der Lichtschnittoptik. Der Doppelpulslaser ermöglicht zwei blitzartige Laserlichtschnitte, welche in einer Abfolge von 15 Hz wiederholt werden können, der Synchronizer steuert die zeitliche Koordinierung von Laserblitzen

und CCD-Kamera und die CCD-Kamera ermöglicht die schnelle Bildaufnahme der Partikelpositionen zur Zeit des jeweiligen Laserblitzes. Die CCD-Kamera kann zeitgleich mit dem Doppelpulslaser Doppelbildaufnahmen mit 15Hz wiederholen. Die CCD-Kamera liefert dabei Doppelbilder mit einer Auflösung von 1 Megapixel ($1008 \cdot 1016$ Pixel), siehe Bild 3.9. Diese Bilder werden mittels PC aufgezeichnet und mit der kommerziellen Software "Insight NT" von TSI ausgewertet. Bei der Auswertung mittels Kreuzkorrelation werden die Bilder in einzelne Auswertebereiche von z.B. $64 \cdot 64$ Pixel aufgeteilt. Weitere Details sind den Handbüchern [150] und [151] zu entnehmen.

Bild 3.11 zeigt, wie ein einzelner Auswertebereiche in der Bildebene einen Bereich des Messvolumens abbildet. Die Bildebene der CCD-Kamera ist dabei parallel zur Messfläche A_{Mess} ausgerichtet. Das Messvolumen wird durch die Messfläche A_{Mess} und die Dicke des Laserlichtschnitts aufgespannt. Für jeden Auswertebereich (x_i, y_j) wird ein zweidimensionaler Strömungsvektor $\vec{u}_{ij}(x_i, y_j)$ in der Auswertefläche A_{Mess} ermittelt. Der Abbildungsmaßstab vom Messvolumen zur Bildebene kann durch Wahl eines geeigneten Kameraobjektives bzw. des Kameraabstands zur Messebene variiert werden. Dies ermöglicht somit die Anpassung der zu untersuchenden Messfläche A_{Mess} entsprechend der gewünschten lokalen Auflösung.

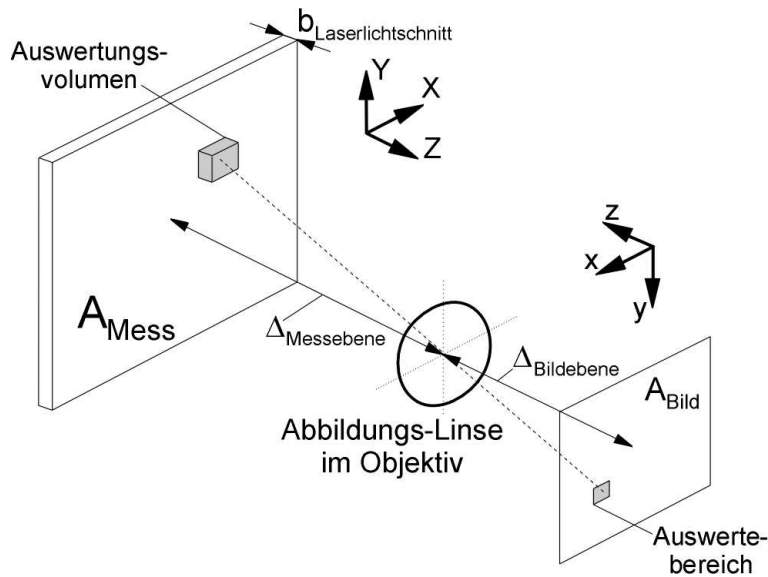


Bild 3.11: Abbildung der Messfläche A_{Mess} auf die Bildebene A_{Bild} der CCD-Kamera und Zuordnung des Auswertebereichs zu dem entsprechenden Auswertevolumen im Laserlichtschnitt

3.2.2 3D-Laser-PIV-Verfahren

Der Aufbau des 3D-Laser-PIV-Verfahrens ist dem in Bild 3.10 dargestellten Aufbau des 2D-Laser-PIV-Verfahrens ähnlich. Der Einsatz von zwei CCD-Kameras entsprechend Bild 3.12 ermöglicht die stereoskopische Betrachtung des Messvolumens. Da die Objektive der CCD-Kameras bei dieser stereoskopischen Anordnung nicht mehr parallel zur Objektebene stehen, in welcher die betrachtete Messfläche liegt, werden die Bildebenen

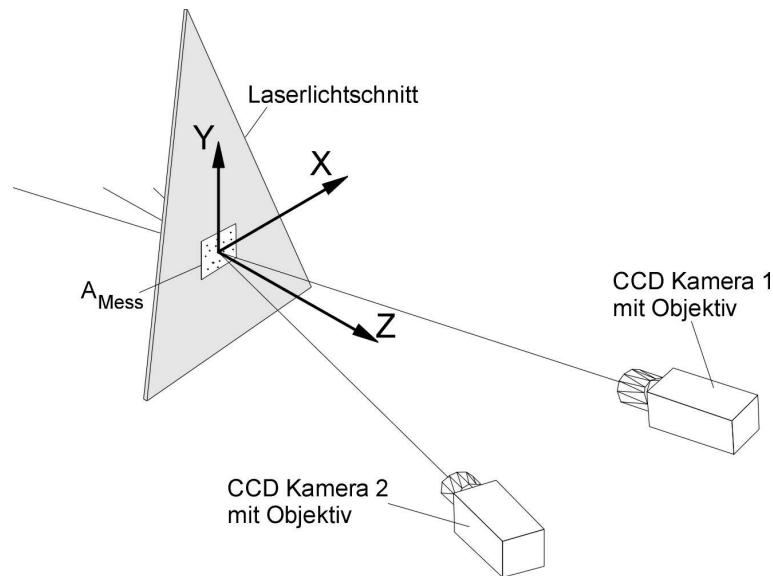


Bild 3.12: Kameraanordnung des 3D-Laser-PIV-Verfahrens zur stereoskopischen Betrachtung

der CCD-Kameras entsprechend der Scheimpfluganordnung ebenfalls mit einem entsprechenden Winkel angeordnet, siehe Bild 3.13. Dies ermöglicht auch bei der schrägen Betrachtung der Messfläche eine scharfe Abbildung in der jeweiligen Bildebene der CCD-Kameras, siehe auch Raffel u.a. [124].

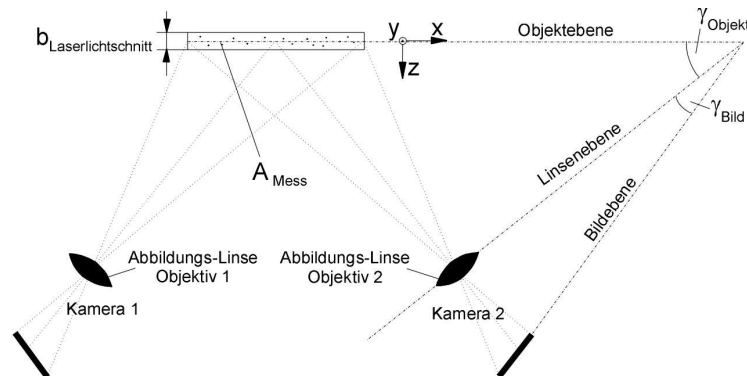


Bild 3.13: Geometrie der Optik bei der Scheimpfluganordnung zur stereoskopischen Betrachtung mittels Laser-PIV

Im Bildbereich von Kamera 1 und Kamera 2 erscheint die Messfläche A_{Mess} infolge der beschriebenen Anordnung optisch verzerrt. Bild 3.14 ist zu entnehmen, wie die einzelnen Auswertebereiche der verzerrten Bildbereiche von Kamera 1 und Kamera 2 mittels Bildverarbeitungsalgorithmus zugeordnet werden. Dieser Algorithmus liefert eine entzerrte Betrachtungsebene mit äquidistanten Auswertebereichen. Er liefert weitere Korrelationen zur Bewegung der Partikelbewegung innerhalb der betrachteten Auswertebereiche, sodass in der Messfläche ein Feld mit dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektoren $\vec{u}_{ijk}(x_i, y_j)$ ermittelt werden kann, siehe Raffel u.a. [124]. Zur Durchführung des Bildverarbeitungsalgo-

rithmus im Rahmen des 3D-Laser-PIV-Verfahrens müssen die Bildbereiche mit genauen Kalibrier Routinen auf die zu untersuchende Messfläche A_{Mess} eingemessen werden. Der auswertbare Bildbereich wird bei dem 3D-Laser-PIV-Verfahren infolge der Bildverzerrungen kleiner als die Einzelbildfläche einer Kamera, da bestimmte Bildbereiche der einen Kamera im Bildbereich der anderen Kamera nicht erscheinen und umgekehrt. Dies wird in Bild 3.14 durch die grau unterlegten Bereiche verdeutlicht.

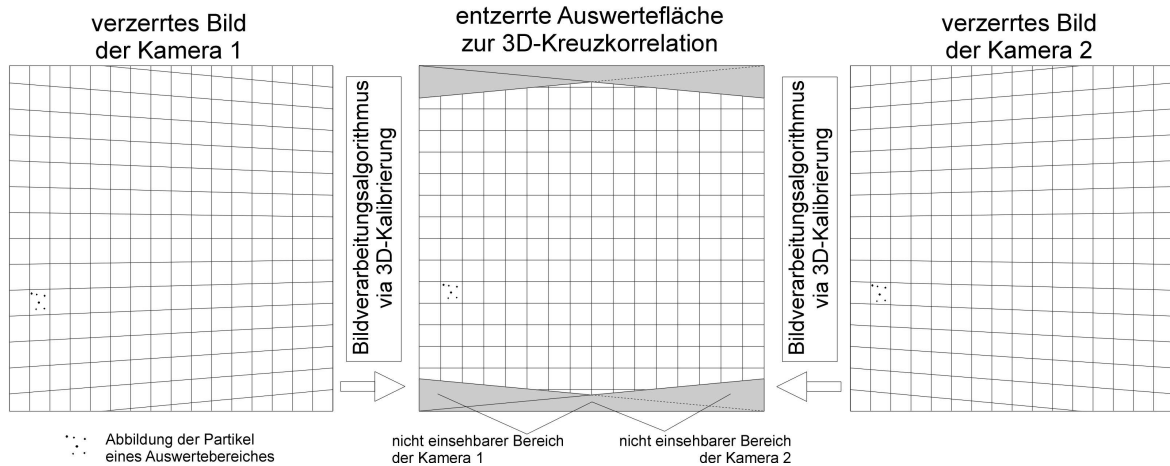


Bild 3.14: Überführung der verzerrten Bildraaster der Stereo-PIV-Kameras in ein äquidistantes Bildraaster zur 3D-Kreuzkorrelation

3.3 Die Hitzdraht-Anemometrie

Die Hitzdraht-Anemometrie ermöglicht Messungen mit hoher zeitlicher Auflösung. Es ist ein Punktmessverfahren zur Strömungsuntersuchung mit hoher Abtastrate. Dies ermöglicht neben der Messung der Strömungsgeschwindigkeit u auch die Bestimmung der Strömungsturbulenz Tu . Bei Abtastraten von bis zu $f_{\text{hitz}} = 100 \text{ kHz}$ kann mit der hier eingesetzten Hitzdraht-Anemometrie auch die Turbulenz in hochturbulenten Strömungen bestimmt werden, siehe Brunn [26]. Bei dem eingesetzten Messsystem handelt es sich um das kommerzielle Konstant-Temperatur-Anemometer (englisch: CTA; Constant Temperature Anemometer) StreamLine^R der Firma Dantec. Dieses besteht aus einer Hochleistungs-CTA-Messbrücke in Verbindung mit einem Mess-, Steuer- und Auswerte-PC mit A/D-Converter. Zur Mess-, Steuer- und Auswertung wird die zum System gehörende kommerzielle Software StreamWare^R eingesetzt. Der genaue Aufbau und die Funktionsweise können dem Systemhandbuch [28] entnommen werden.

Für die Messaufgaben kommen zwei Sensortypen zum Einsatz. Beide Sensortypen sind mit einem Platindraht des Durchmessers $5 \mu\text{m}$ bestückt. Für die Messungen in der freien Hauptströmung wird der Standardsensor 55P11 eingesetzt, während zur Messung in der Grenzschicht der Grenzschnittsensor 55P15 eingesetzt wird. Besteht die Messaufgabe nur in der Geschwindigkeitsbestimmung u , so wird das Messsignal mit der Frequenz $f_{\text{hitz}} = 1000 \text{ Hz}$ erfasst. Zur Bestimmung der Turbulenz Tu wird die Messung mit der maximalen Frequenz $f_{\text{hitz}} = 100 \text{ kHz}$ durchgeführt.

Das komplette Messsystem mit Sensor wird vor dem Versuch am Prüfstand mit pneumatischer Geschwindigkeitsmessung kalibriert.

Für die Messaufgabe wird der Hitzdrahtsensor am Prüfstand auf einem xyz-Traversiersystem adaptiert. Durch Traversierung kann somit auch eine lokale Auflösung bei der Messung von Geschwindigkeit und Turbulenz erreicht werden. Dies ist z.B. bei der Vermessung von Grenzschichten notwendig.

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau und Versuchsmodell

Zur Untersuchung der adiabaten Filmkühleffektivität bei verzögerter Hauptströmung und bei lokaler Strömungsablösung wird ein entsprechender Prüfstand konzipiert. Der Prüfstand ist modular aufgebaut. Er verfügt über eine optisch zugängliche Messkammer. Die Messkammer erlaubt den Einbau des in Kapitel 4.2 vorgestellten Modells. Die Messkammer und das Modell sind derart aufgebaut, dass die in Kapitel 3 vorgestellten Messverfahren optimal eingesetzt werden können. Darüber hinaus ist der Prüfstand dimensioniert, um in der Folge Kaskadenuntersuchungen zur Turbinenströmung und Turbinenkühlung mit reynoldscher Ähnlichkeit im Rahmen industrieller Forschungsprojekte in AG Turbo und Engine 3E zu ermöglichen, siehe Feiler und Berg [42] und Rabe u.a. [123].

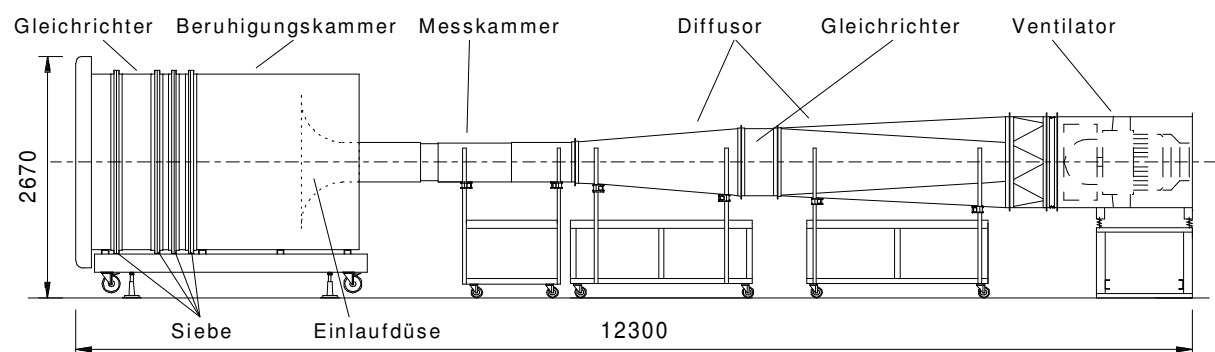


Bild 4.1: Modular aufgebauter Eiffelwindkanal

4.1 Der Prüfstand

Als Prüfstand wird ein Eiffelwindkanal entwickelt, aufgebaut und in Betrieb genommen. Der Eiffelwindkanal ist ein offener Windkanal. Das ist wichtig für den Einsatz der in Kapitel 3.1.2 vorgestellten Ammoniak-Diazo-Messtechnik, da somit das Fluid der Hauptströmung nicht im Verlaufe der Zeit mit Ammoniak angereichert wird. Außerdem gewährt

der offene Windkanal Messungen bei konstanter Temperatur, da die Laborhalle ein hinreichend großes und gleichmäßig temperiertes Luftvolumen bietet. Das ist zur Minimierung des Messfehlers bei der Ammoniak-Diazo-Messtechnik wichtig, wie in Kapitel 3.1.2.4 dargestellt. Der Windkanal besteht aus verschiedenen Modulen, welche auf fahrbaren Labortischen montiert sind. Einzig der Ventilator ist am Boden der Laborhalle befestigt. Das gewährleistet eine relativ hohe Flexibilität des Prüfstands im Labor. Der Windkanal und seine Module werden in Bild 4.1 dargestellt. Der Eiffelwindkanal besteht aus der Beruhigungskammer mit Einlaufdüse, der Messkammer, dem Diffusor und dem Ventilator.

Die Beruhigungskammer

Die Beruhigungskammer besitzt einen Querschnitt von $1,9 \cdot 2 \text{ m}^2$ und eine Länge von 3,15 m. Die Baugruppe beinhaltet einen Strömungsgleichrichter, Turbulenzsiebe und die Beschleunigungsdüse. Ein feinmaschiges Sieb filtert die in der Hallenluft mitgeführten Schmutzpartikel heraus. Die Drall- und Querströmungen der angesaugten Luftmassen werden in dem nachfolgenden Strömungsgleichrichter verringert. Durch drei weitere Siebe werden die Turbulenzballen minimiert. Die homogene Luft der Beruhigungskammer wird in der Düse beschleunigt. Die Düse bewirkt eine Kontraktion der Strömung. Damit wird eine Reduzierung der longitudinalen Geschwindigkeitsschwankungen erreicht. Nach der Düse folgt ein kurzer Kanal des Querschnitts $700 \cdot 400 \text{ mm}^2$ als Übergangsstück zur Messkammer.

Die Messkammer

Die Messkammer besitzt einen Querschnitt von $700 \cdot 400 \text{ mm}^2$. Sie ist von zwei Seiten, die orthogonal zueinander stehen, mit Wandungen aus Acrylglas aufgebaut. Das ermöglicht den Einsatz des 2D- und 3D-Laser-PIV-Verfahrens, siehe Kapitel 3.2. Der Labortisch, auf dem die Messkammer aufgebaut ist, verfügt über T-Nutenprofile zur entsprechenden Befestigung und Ausrichtung einer 3D-Traversieranlage. Weitere Details zur Messkammer können Kapitel 4.3 entnommen werden.

Der Diffusor

Des Diffusors verbindet die Messkammer mit dem Ventilator. Er ist derart gestaltet, dass die Strömung unter Druckrückgewinn verzögert wird. Der Diffusor besteht aus zwei Diffusorteilen. Dazwischen befindet sich ein Gleichrichter. Dieser dämpft stromauf wirkende Strömungsstörungen des Ventilators. Dadurch wird der Einfluss von Schwebungen bzw. Pulsieren des Ventilators auf die Strömung in der Messkammer minimiert.

Der Ventilator

Der stufenlos regelbare Ventilator fördert den für den Betrieb notwendigen Luftstrom aus der Laborhalle und ermöglicht in der freien Messkammer Geschwindigkeiten bis zu $u_{\max} = 60 \text{ m/s}$. Zum Einsatz gelangt ein Rohrventilator der Marke Helios, Typ Z-VARD 1000/4, Nennleistung $P_{\text{nenn}} = 55 \text{ kW}$. Die Drehzahl des Ventilators wird durch die Frequenzänderung der Versorgungsspannung geregelt. Hierfür steht ein Frequenzumrichter ($P_{\text{nenn}} = 75 \text{ kW}$) zur Verfügung. Somit kann der Ventilator im Frequenzbereich von $0 \text{ Hz} \leq f \leq 50 \text{ Hz}$ stufenlos geregelt werden.

Bild B.4 zeigt den aufgebauten Eiffelwindkanal im Labor des Lehrstuhls Verbrennungskraftmaschinen und Flugantriebe. Wie auf dem Bild zu sehen ist, wird der Eiffelwindkanal noch um einen nachgeschalteten Schalldämpfer erweitert. Weitere konstruktive Merkmale des Eiffelwindkanals können der Arbeit von Prinzler [122] entnommen werden.

4.2 Modellbildung

Es wird ein einfaches Modell entwickelt, welches eine grundlegende experimentelle Untersuchung der in Kapitel 1.3 definierten Zielsetzung der Arbeit erlaubt. Das Modell soll es einerseits ermöglichen, die Phänomene der Filmkühlung in Gebieten mit verzögerter Hauptströmung zu untersuchen, die im Bereich zukünftiger Hochdruckturbinenschaufeln mit Hochauftriebskonfiguration auftreten können. Andererseits soll das Modell die Betrachtung der Interaktion der lokal abgelösten Strömung mit der Filmkühlung ermöglichen. Ein einfaches Modell der Filmkühlung an einer ebenen Platte soll die grundlegenden Betrachtungen der Oberflächenkühlung der Turbinenschaufel durch Kühlluftausblasung ermöglichen, siehe Bild 4.2. Als wichtige charakteristische Kennzahl bei der Übertragung der Filmkühlmechanismen von der Hochdruckturbinenschaufel ist dabei die Reynoldszahl $Re_{d,H}$ der Hauptströmung einzuhalten, die mit dem Durchmesser d der Kühlluftbohrung als charakteristische Länge den Bezug auf die Geometrie der Kühlluftbohrung besitzt. Die Reynoldszahlen $Re_{d,H}$ der Filmkühlung moderner Hochdruckturbinen liegen im Bereich $3000 \leq Re_{d,H} \leq 15000$. Bezugnehmend auf die Darstellung in Bild 1.7 liegt die Reynoldszahl im vorderen Bereich der Druckseite einer Hochdruckturbinenschaufel bei $Re_{d,H} \approx 5000$. Im hinteren Bereich der Saugseite sind bei der Filmkühlung Reynoldszahlen von $10000 \leq Re_{d,H} \leq 15000$ zu erwarten.

Schaufelkontur und Ebene Platte

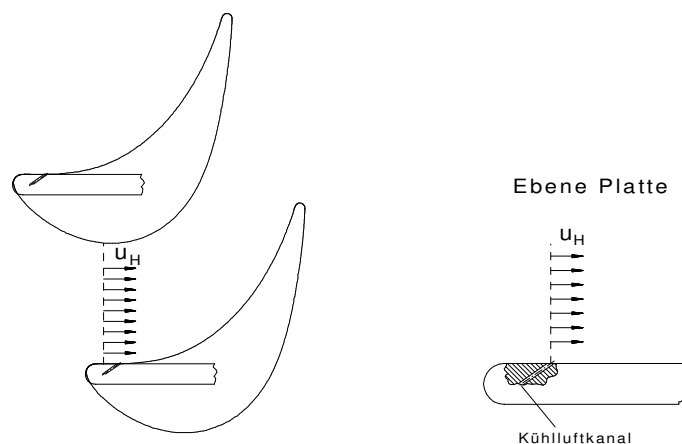


Bild 4.2: Filmkühlung an der Turbinenschaufel und an der ebenen Platte mit kreisrunder Vorderkante

Die ebene Platte mit kreisrunder Vorderkante stellt eine einfache Geometrie zur grundlegenden Untersuchung der Filmkühlung bei lokal abgelöster Strömung dar. Kottke u.a. [95], [96] untersuchen detailliert die lokale Ablösung an ebenen Platten mit kreisrunder Vorderkante. Es werden Gesetzmäßigkeiten festgestellt, wonach sich im Bereich des Übergangs

von der kreisrunden Vorderkante zur ebenen Platte Gebiete lokaler Strömungsablösungen einstellen. Die auf die Plattendicke bezogene Länge der Ablöseblase $\frac{l_A}{D}$ lässt sich nach Kottke in Abhängigkeit der Turbulenz Tu und der Reynoldszahl $Re_{D,H}$ abschätzen, wobei sich die Reynoldszahl auf die Hauptstromgeschwindigkeit u_H über der ebenen Platte bezieht:

$$\frac{l_A}{D} \approx 500 \cdot Tu^{-\frac{1}{2}} \cdot Re_{D,H}^{-\frac{2}{3}} \quad (4.1)$$

Dabei bildet sich im Wiederanlegepunkt immer eine turbulente Grenzschicht aus.

Bellows und Mayle [17] untersuchen mit Hilfe dieses Modells den Wärmeübergang im Bereich der lokal abgelösten Strömung. Ihre Untersuchungen zeigen, dass sich im Bereich des Wiederanlegens der abgelösten Strömung eine turbulente Grenzschicht mit geringer Impulsverlustdicke δ_2 einstellt, deren Wert im weiteren Verlauf allerdings stark ansteigt. Mick und Mayle [113] und Salcudean u.a. [129] untersuchen am Modell der ebenen Platte mit kreisrunder Vorderkante den Wärmeübergang und die adiabate Filmkühleffektivität im Nachlauf der lokalen Strömungsablösung, wobei die Kühlluftausblasung im Bereich vor der Strömungsablösung realisiert wird. Auch Liess [104] bedient sich des Modells der ebenen Platte mit kreisrunder Vorderkante. Er führt Experimente zur Filmkühlung aus einer Reihe von Kühlluftbohrungen durch. Die Kühlluftausblasung befindet sich dabei im Bereich der turbulenten Grenzschicht hinter der lokalen Strömungsablösung.

Auch im Rahmen dieser Arbeit wird als Modell die ebene Platte mit kreisrunder Nase eingesetzt. Das Modell ermöglicht zum einen das Erzeugen einer kontrollierten lokalen Strömungsablösung. Zum anderen soll mit einem einfachen Modell die Betrachtung einer turbulenten Grenzschicht mit verzögerter Hauptströmung erreicht werden. Dabei wird in den genannten Bereichen die Filmkühlung grundlegend untersucht.

4.2.1 Numerische Voruntersuchungen zur Modellauslegung

Zur Vorauslegung werden numerische Untersuchungen zur Umströmung einer ebenen Platte mit kreisrunder Vorderkante durchgeführt, siehe Bischoff [21] bzw. Dückershoff u.a. [31]. Die numerischen Berechnungen werden mit dem 3D-Strömungslöser „*Fine – Turbo*“ von Numeca durchgeführt. Als Turbulenzmodell kommt das Wirbelviskositätsmodell nach Baldwin-Lomax zum Einsatz.

Es wird die Strömung um eine ebene Platte mit kreisrunder Vorderkante bei Variation des Anstellwinkels α zur Hauptströmung simuliert, siehe Dückershoff u.a. [34]. Die numerischen Berechnungen zeigen, dass sich mit dem Modell der ebenen Platte die Größe der lokalen Ablösung frei einstellen lässt. Beispiele der numerischen Berechnungen werden in den Bildern 4.3 - 4.5 gegeben. Bild 4.6 gibt die Abhängigkeit bei Variation des Anstellwinkels α wieder.

Um das Modell auf den Bereich der verzögerten Hauptströmung zu erweitern, wird neben der ebenen Platte eine geometrisch gleiche Gegenplatte spiegelverkehrt angebracht. Es ergibt sich das Modell des symmetrischen ebenen Plattendiffusers. In Bild 4.7 ist der symmetrische ebene Plattendiffuser dargestellt. Die eine Platte ist instrumentiert zur Kühlluftausblasung und um den Winkel α_1 angestellt. Die Gegenplatte ist um den Winkel $\alpha_2 = \alpha_1 = \alpha$ in die entgegengesetzte Richtung angestellt, sodass sich ein symmetrischer

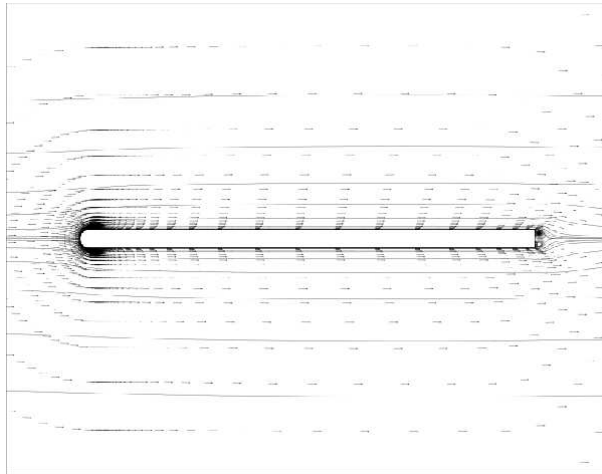


Bild 4.3: CFD-Rechnung; Strömungsfeld bei $\alpha = 0^\circ$, $Re_{D,H} = 26000$

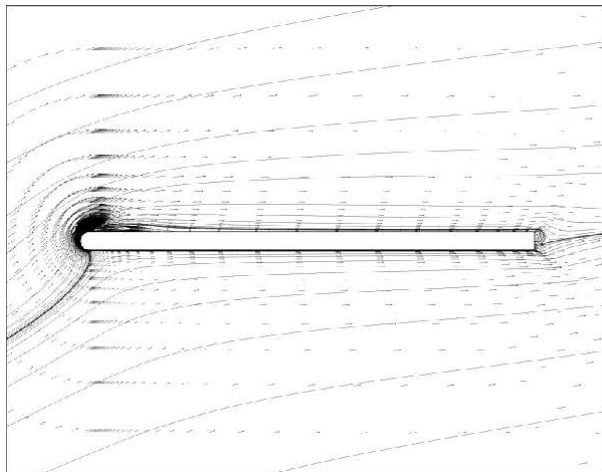


Bild 4.4: CFD-Rechnung; Strömungsfeld bei $\alpha = 20^\circ$, $Re_{D,H} = 26000$

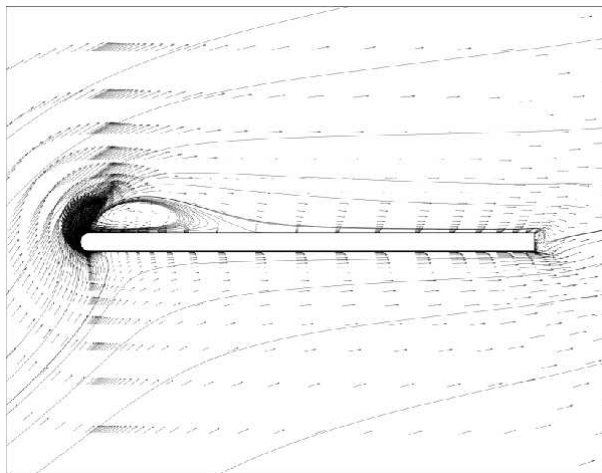


Bild 4.5: CFD-Rechnung; Strömungsfeld bei $\alpha = 30^\circ$, $Re_{D,H} = 26000$

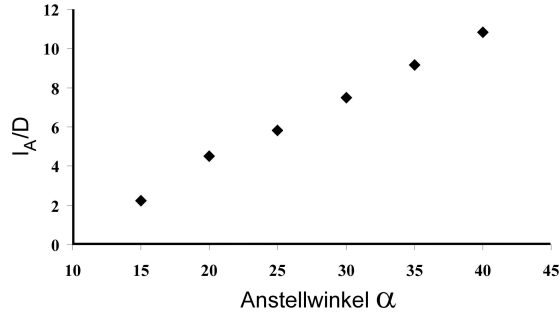


Bild 4.6: Länge der lokalen Strömungsablösung an der ebenen Platte für $Re_{D,H} = 26000$ aus numerischen Betrachtungen

Plattendiffuser mit dem Öffnungswinkel $2 \cdot \alpha$ ergibt. Eine Veränderung des Plattenanstellwinkels α ermöglicht dabei eine Anpassung des Beschleunigungsparameters K der verzögerten Strömung im Plattendiffuser.

Für das Modell wird der Beschleunigungsfaktor K zur Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung im symmetrischen ebenen Plattendiffuser hergeleitet.

$$K = \frac{\nu}{u^2} \frac{du}{dx} \quad (4.2)$$

Entsprechend Bild 4.7 beschreibt $y_{W1}(x)$ im symmetrischen ebenen Plattendiffuser den Abstand von der Mittellinie bis zur Oberfläche der instrumentierten ebenen Platte in Richtung der y -Koordinate. Die x -Koordinate verläuft entlang der Mittellinie in Hauptstromrichtung. Die Koordinaten des Bohrungsaustritts zur Kühlluftausblasung an der ebenen Wand der Platte werden in diesem Fall durch den Punkt (x_{Bo}, y_{Bo}) bezeichnet und die Geschwindigkeit $u_{H,Bo}$ ist die Hauptstromgeschwindigkeit auf Höhe des Bohrungsaustritts. Mit dem Anstellwinkel der instrumentierten ebenen Platte folgt aufgrund der Geometrie:

$$y_{W1}(x) - y_{Bo} = (x - x_{Bo}) \cdot \tan(\alpha_1) \quad (4.3)$$

Mit einer reibungsfreien inkompressiblen Strömungsbetrachtung folgt, eine stationäre Strömung vorausgesetzt, aus Gründen der Kontinuität:

$$u(x) \cdot y_{W1}(x) = u_{H,Bo} \cdot y_{Bo} \quad (4.4)$$

Das Einsetzen von Gl. 4.3 in Gl. 4.4 ergibt:

$$u(x) = \frac{u_{H,Bo} \cdot y_{Bo}}{y_{Bo} + (x - x_{Bo}) \cdot \tan(\alpha_1)} \quad (4.5)$$

Für die Ableitung der Funktion folgt:

$$\frac{du}{dx} = \frac{-u_{H,Bo} \cdot y_{Bo} \cdot \tan(\alpha_1)}{(y_{Bo} + (x - x_{Bo}) \cdot \tan(\alpha_1))^2} \quad (4.6)$$

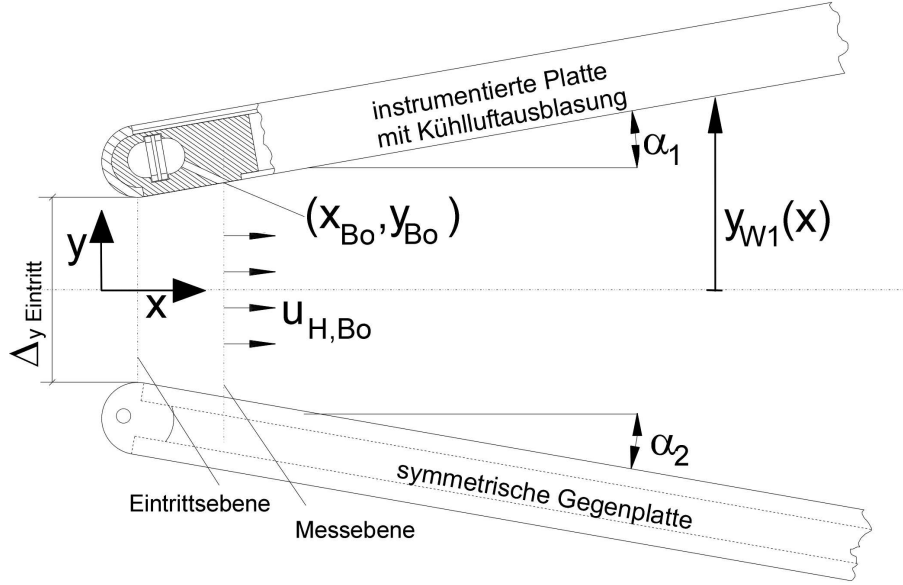


Bild 4.7: Ebener Plattendiffuser zur Untersuchung der Filmkühlung in verzögerter Hauptströmung

Für $x = x_{Bo}$ ergibt sich daraus im Bereich der Kühlluftausblasung:

$$\left(\frac{du}{dx} \right)_{x=x_{Bo}} = - \frac{u_{H,Bo}}{y_{Bo}} \cdot \tan(\alpha_1) \quad (4.7)$$

Mit Gl. 4.2 folgt der Beschleunigungsfaktor K im Bereich der Kühlluftausblasung:

$$K(x_{Bo}) = - \frac{\nu}{u_{H,Bo}} \cdot \frac{\tan(\alpha_1)}{y_{Bo}} \quad (4.8)$$

Diese Herleitung kann für die Geschwindigkeit $u(x)$ für jeden Punkt $(x, y_{W1}(x))$ an der ebenen Wand der instrumentierten Platte des symmetrischen ebenen Plattendiffusers durchgeführt werden und daher gilt:

$$K(x) = - \frac{\nu}{u(x)} \cdot \frac{\tan(\alpha_1)}{y_{W1}(x)} \quad (4.9)$$

Der Vergleich der Gln. 4.8 und 4.9 unter Beachtung der Gl. 4.4 ergibt, dass der Beschleunigungsfaktor $K(x) = K(x_{Bo}) = const.$ im symmetrischen ebenen Plattendiffuser konstant ist. Es gilt:

$$K = - \frac{\nu}{u_{H,Bo}} \cdot \frac{\tan(\alpha_1)}{y_{Bo}} = const. \quad (4.10)$$

Anhand des Modells des symmetrischen ebenen Plattendiffusers werden zur Vorauslegung des Experiments numerische Simulationen der Kühlluftausblasung in Gebieten mit verzögerter Hauptströmung durchgeführt, siehe [36]. Bei der numerischen Berechnung besitzt die Hauptströmung an der Ausblasestelle die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$, am Eintritt des symmetrischen ebenen Plattendiffusers beträgt der Abstand der Platten

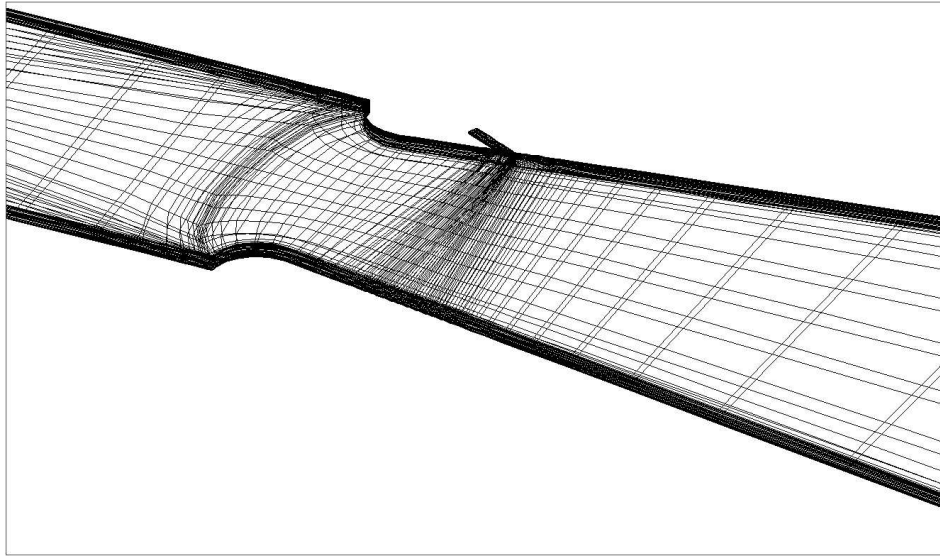


Bild 4.8: Strukturiertes Netz der CFD-Rechnung; ebener symmetrischer Plattendiffuser mit Kühlluftausblasung

Δ_y Eintritt = 100 mm und die Dicke der Platten ist $D = 40$ mm. In einem Abstand von $l_x = 65$ mm von der Vorderkante der ebenen Platte befindet sich in der einen Platte eine Reihe von Kühlluftbohrungen mit den Bohrungswinkeln $\alpha_{Bo} = 35^\circ$, dem Teilungsverhältnis $\frac{t}{d} = 3$ und den Bohrungsdurchmessern $d = 4$ mm. Die Bohrungen sind nicht lateral angestellt ($\beta_{Bo} = 0^\circ$). Die Anstellwinkel $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ der ebenen Platten werden für die Werte 0° , 5° und 10° untersucht, wobei für die Ausblaserate M die Werte 0,5, 0,75, 1 und 1,5 eingestellt werden. Das dreidimensionale Strömungsgebiet wird auf strukturierten Netzen, welche sich aus zwei Blöcken zusammensetzen, berechnet. Block 1 (H-Netz: 41x33x169 Knoten) bildet dabei das Berechnungsgebiet für die Strömung im Hauptströmungsfeld und Block 2 (H-Netz: 33x33x17) bildet das Berechnungsgebiet in der Kühlluftbohrung ab, siehe Bild 4.8. Im numerischen Modell wird der Plattendiffuser mit einer Breite unendlicher Ausdehnung angenommen. D.h., bei Annahme einer Reihe mit unendlich vielen Kühlluftbohrungen kann als Berechnungsraum in der Breite der Bereich einer halben Bohrung bis zur Symmetrielinie zwischen zwei Bohrungen gewählt werden. Die die Breite begrenzenden Flächen werden dann mit der Eigenschaft der Spiegelung des Strömungsfeldes belegt.

Bild 4.9 gibt die Ergebnisse der numerischen CFD-Rechnung zur adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} bei der Filmkühlung mit der Ausblaserate $M = 0,5$ wieder. Qualitativ entsprechen die numerischen Berechnungen den in Kapitel 2.3.4 beschriebenen Phänomenen zur Filmkühlung in verzögerter Hauptströmung. Eine gravierende Abhängigkeit der Verzögerung der Hauptströmung auf die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} ist nicht zu erkennen. Entsprechend der Erhöhung des Plattenanstellwinkels α im Diffuser nimmt die Verzögerung zu. Die adiabate Filmkühleffektivität auf der Mittellinie hinter der Kühlluftbohrung nimmt leicht ab, während die Wirkung der adiabaten Filmkühleffektivität in der Breite etwas steigt. Weitere numerische Berechnungen für höhere Ausblaseraten zeigen gleiche Tendenzen, siehe hierzu [36].

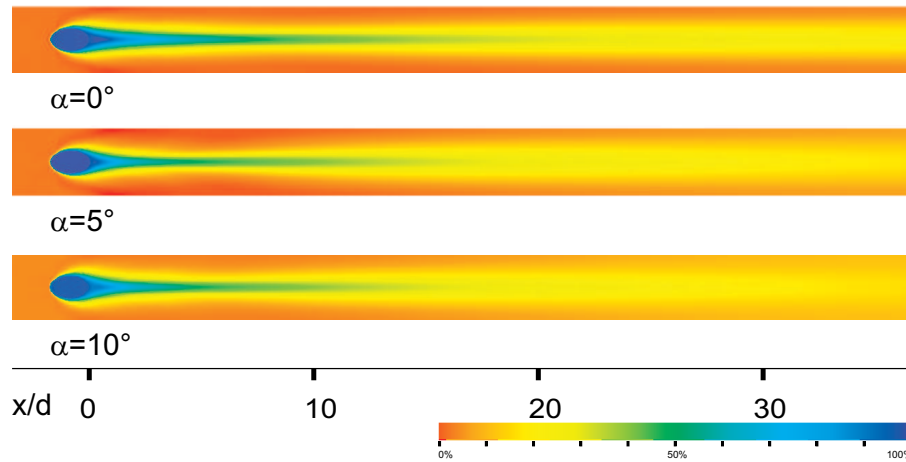


Bild 4.9: CFD-Rechnung; adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} im symmetrischen ebenen Plattendiffuser bei $Re_{d,H} = 5200$, $M = 0,5$

4.2.2 Experimentelle Voruntersuchungen zur Modellauslegung

Entsprechend den numerischen Voruntersuchungen zum symmetrischen ebenen Plattendiffuser werden experimentelle Voruntersuchungen durchgeführt. Bei der experimentellen Untersuchung wird im Bereich der Ausblasestelle die Reynoldszahl der Hauptströmung mit $Re_{d,H} = 5200$ eingeregelt. Der Abstand der ebenen Platten beträgt am Eintritt $\Delta_y \text{ Eintritt} = 100 \text{ mm}$ und die Dicke der Platten ist $D = 40 \text{ mm}$. In einem Abstand von $l_x = 65 \text{ mm}$ von der Vorderkante der ebenen Platte befindet sich in der einen Platte eine Reihe von elf Kühlluftbohrungen mit den Bohrungswinkeln $\alpha_{Bo} = 35^\circ$, dem Teilungsverhältnis $\frac{t}{d} = 3$ und den Bohrungsdurchmessern $d = 4 \text{ mm}$. Die Bohrungen sind nicht lateral angestellt ($\beta_{Bo} = 0^\circ$). Die Geometrie der instrumentierten ebenen Platte entspricht der Zeichnung in Bild 4.19 und Bild 4.21. Die Anstellwinkel $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ der ebenen Platten werden für die Werte 0° , 5° und 10° untersucht, wobei für die Ausblaserate M die Werte $0,5$, $0,75$, 1

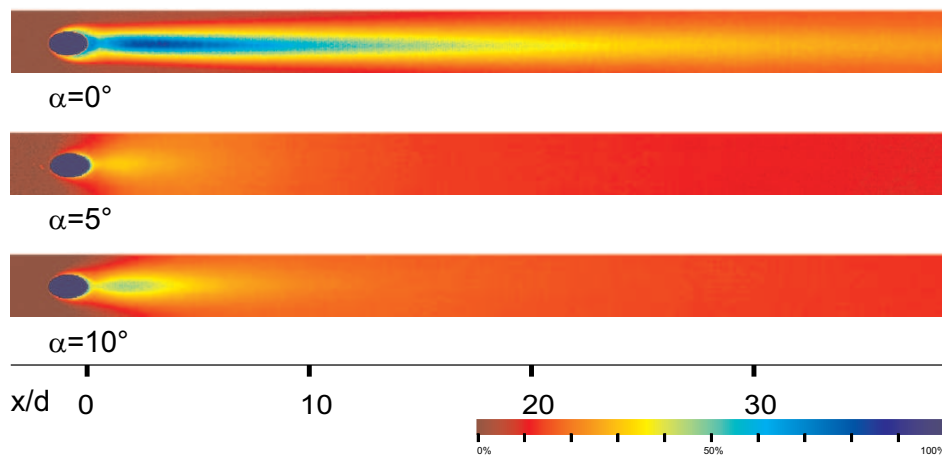


Bild 4.10: Experiment; adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} im symmetrischen ebenen Plattendiffuser bei $Re_{d,H} = 5200$, $M = 0,5$

und 1,5 eingestellt werden. Zur Auswertung wird die Filmkühlung der Kühlluftausblasung aus der mittleren Bohrung der Reihe von elf Kühlluftbohrungen betrachtet. Diese kommt dem numerischen Modell einer Kühlluftausblasung aus einer Bohrung einer unendlichen Reihe von Bohrungen am nächsten.

Bild 4.10 gibt die Ergebnisse der Messungen zur adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} bei der Filmkühlung mit der Ausblaserate $M = 0,5$ wieder. Die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} im Nachlauf der Kühlluftbohrung ist im Experiment stark abhängig von der Variation des Anstellwinkels α der Platten des symmetrischen ebenen Plattendiffusers. Diese Beobachtung ergibt sich in gleicher Weise für die höheren Ausblaseraten $M = 0,75, 1$ und $1,5$, siehe hierzu [36]. Mit dem Anstellen der Platten des ebenen Plattendiffusers auf den Winkel $\alpha = 5^\circ$ fällt die adiabate Filmkühleffektivität im Nachlauf der Kühlluftbohrung stark ab gegenüber den Werten für $\alpha = 0^\circ$. Mit einer weiteren Erhöhung der Anstellwinkel der Platten auf $\alpha = 10^\circ$ steigt die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} im Nachlauf der Kühlluftbohrungen wieder etwas an, ist allerdings immer noch gering.

Untersuchungen der Aerodynamik des symmetrischen ebenen Plattendiffusers im Laborversuch zeigen starke Strömungsablösungen im Bereich des Diffusoreinlaufs. Es werden Laser-PIV-Messungen und Druckmessungen im symmetrischen ebenen Plattendiffuser durchgeführt. Diese Strömungsablösungen am Eintritt des Diffusers sind nicht symmetrisch zur Diffusormittellinie. Löst die Strömung an einer der beiden ebenen Platten ab, so liegt sie an der anderen Platte nach kurzem Ablösen um so besser wieder an. Das widerspricht den Berechnungen des numerischen Modells in Kapitel 4.2.1, bei dem sich eine entsprechende Symmetrie der Strömung einstellt. Im Laborversuch lässt sich durch eine Vorbehandlung der kreisrunden Plattenvorderkanten der ebenen Platten die Lage der stärkeren Ablösung im symmetrischen ebenen Plattendiffuser beeinflussen. Wird die instrumentierte ebene Platte mit einer erhöhten Rauigkeit der kreisrunden Plattenvorderkante versehen, so löst die Strömung an der glatteren kreisrunden Vorderkante der ebenen Gegenplatte stärker ab.

Die Laser-PIV-Messung in Bild 4.11 im Bereich der Vorderkante der Diffusorplatte, welche gegenüber der zur Kühlluftausblasung instrumentierten ebenen Platte liegt, zeigt für $\alpha = 5^\circ$ eine lokale Ablösung der Hauptströmung auf. Die Wiederanlegestelle ist in Bild 4.11 nicht zu erkennen, der Verlauf der Hauptströmung lässt allerdings ein baldiges Wiederanlegen vermuten. Dem gegenüber wird in Bild 4.12 eine totale Strömungsablösung wiedergegeben. In Bild 4.12 beträgt der Anstellwinkel der ebenen Platten des symmetrischen Plattendiffusers $\alpha = 10^\circ$. Die Vektoren des Strömungsfeldes der Hauptströmung weisen allesamt weg von der ebenen Platte. Im symmetrischen ebenen Plattendiffuser stellt sich keine Verzögerung der Hauptströmung ein. Diese Erkenntnisse werden untermauert durch Druckmessungen im symmetrischen ebenen Plattendiffuser bei $\alpha = 5^\circ$ und $\alpha = 10^\circ$. In Bild 4.13 und 4.14 werden die entsprechenden Werte des Druckrückgewinns der numerischen Berechnung aus Kapitel 4.2.1 den gemessenen Werten im symmetrischen ebenen Plattendiffuser gegenüber gestellt. Dargestellt sind die Differenzen von Totaldruck p_0 und statischem Druck p im Nachlauf der Kühlluftausblasestelle für die numerischen und experimentellen Untersuchungen gemäß Bild 4.9 und Bild 4.10. Bild 4.13 zeigt, dass der Verlauf der experimentell gemessenen Druckdifferenzen ($p_0 - p$) bei dem Plattenanstellwinkel $\alpha = 5^\circ$ dem numerisch berechneten Verlauf entspricht. Die Druckdifferenz ($p_0 - p$) im Experiment ist allerdings immer um einen geringen konstanten Wert größer als in der

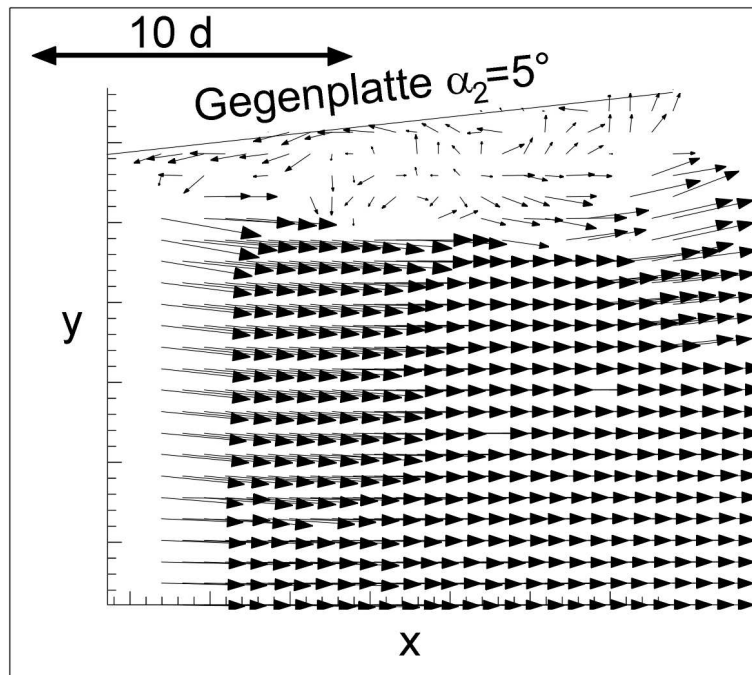


Bild 4.11: Laser-PIV-Messung; lokale Strömungsablösung der Hauptströmung im symmetrischen ebenen Plattendiffuser bei dem Plattenanstellwinkel $\alpha = 5^\circ$ und $Re_{d,H} = 5200$

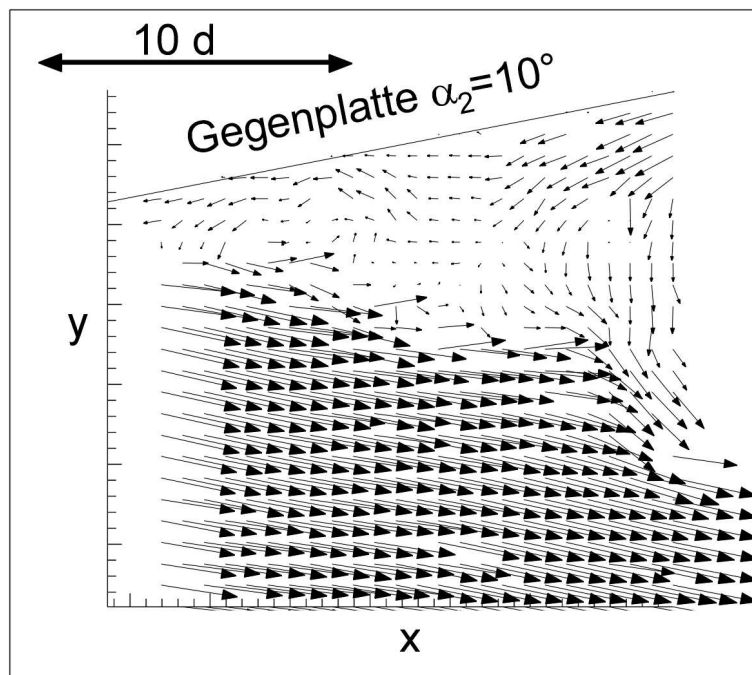


Bild 4.12: Laser-PIV-Messung; lokale Strömungsablösung der Hauptströmung im symmetrischen ebenen Plattendiffuser bei dem Plattenanstellwinkel $\alpha = 10^\circ$ und $Re_{d,H} = 5200$

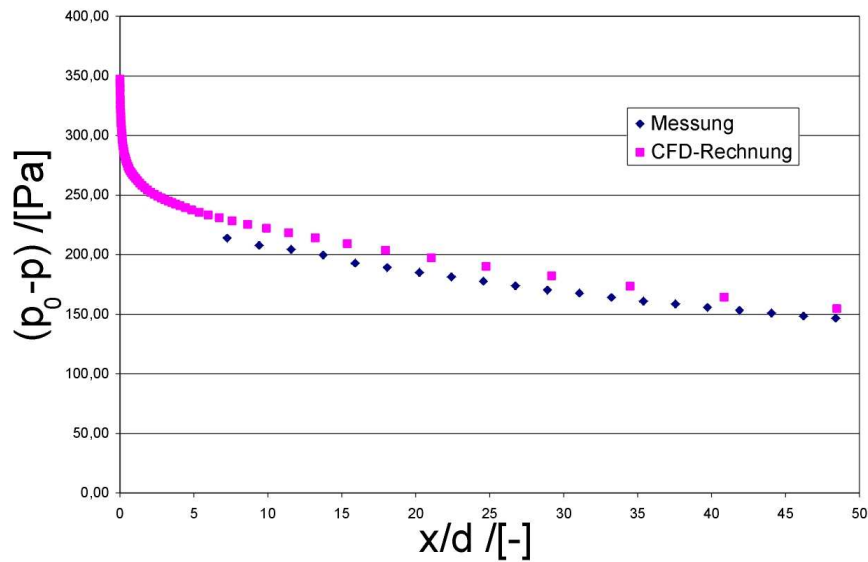


Bild 4.13: Druckverlauf im symmetrischen ebenen Plattendiffusor im Nachlauf der Ausblasebohrungen bei dem Plattenanstellwinkel $\alpha = 5^\circ$ und der Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$

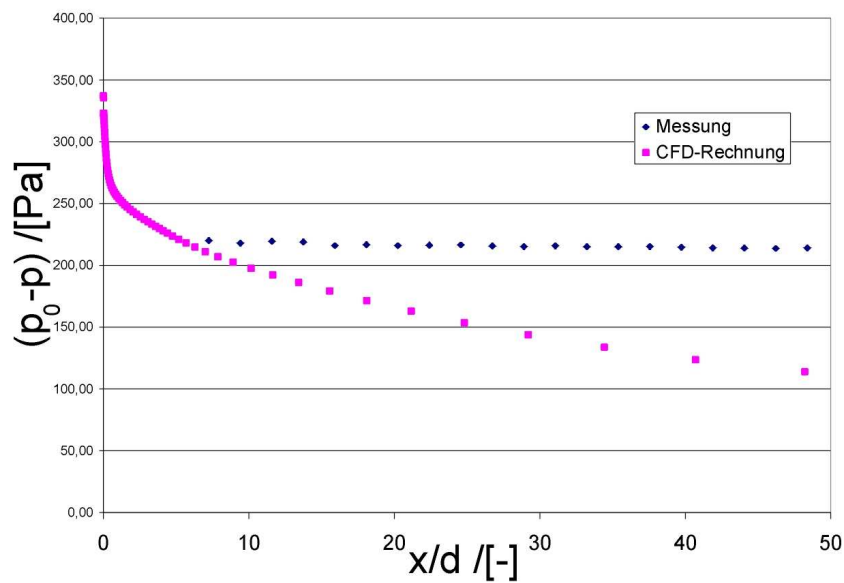


Bild 4.14: Druckverlauf im symmetrischen ebenen Plattendiffusor im Nachlauf der Ausblasebohrungen bei dem Plattenanstellwinkel $\alpha = 10^\circ$ und der Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$

numerischen Berechnung. Dies spricht für einen höheren Druckverlust im Experiment, der aus der lokalen Strömungsablösung resultieren kann. Für den Diffusorwinkel $\alpha = 10^\circ$ stellt sich im Experiment kein Druckrückgewinn ein. Die CFD-Rechnung gibt dagegen diesen Druckrückgewinn wieder, siehe Bild 4.14. Dies zeigt, dass die Numerik im symmetrischen ebenen Plattendiffuser eine verzögerte Hauptströmung bei $\alpha = 10^\circ$ berechnet. Im Experiment stellt sich allerdings bei $\alpha = 10^\circ$ im symmetrischen ebenen Plattendiffuser keine verzögerte Hauptströmung ein, da die Strömung im Diffuser total ablöst. Das Modell des symmetrischen ebenen Plattendiffusers ist zur experimentellen Untersuchung der Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung und der Filmkühlung bei lokaler Strömungsablösung nicht geeignet, da die Lage und Größe der Strömungsablösung im symmetrischen ebenen Plattendiffuser zu indifferent ist.

4.2.3 Das Modell des ebenen Halbdiffusers

Mit den Erkenntnissen aus Kapitel 4.2.2 wird nun ein Modell entwickelt, welches zum einen die gezielte Untersuchung der Filmkühlung in Gebieten mit lokaler Strömungsablösung zulässt. Zum anderen gestattet das Modell die detaillierte Untersuchung der Filmkühlung in Gebieten mit verzögerter Hauptströmung. Es ist das Modell des ebenen Halbdiffusers, siehe auch [37]. Der Abstand der ebenen Platten beträgt am Eintritt des ebenen Halbdiffusers $\Delta_{y \text{ Eintritt}} = 100 \text{ mm}$ und die Dicke der Platten ist $D = 40 \text{ mm}$. In der instrumentierten ebenen Platte befindet sich eine Reihe von elf Kühlluftbohrungen mit den Bohrungswinkeln $\alpha_{Bo} = 35^\circ$, dem Teilungsverhältnis $\frac{t}{d} = 3$ und den Bohrungsdurchmessern $d = 4 \text{ mm}$. Die Bohrungen sind nicht lateral angestellt ($\beta_{Bo} = 0^\circ$). Die Geometrie der instrumentierten ebenen Platte entspricht der Zeichnung in Bild 4.19. In der Platte ist ein Ausblaseblock, siehe Bild 4.22, mit einer Reihe von elf Kühlluftbohrungen entsprechend Bild 4.21 integriert.

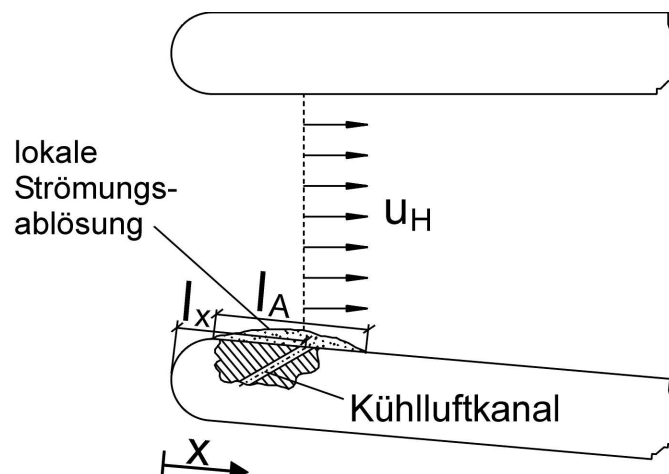


Bild 4.15: Ebener Halbdiffuser mit lokaler Strömungsablösung im Bereich der Kühlluftausblasung

Zur Untersuchung der Filmkühlung in Gebieten mit lokaler Strömungsablösung wird als Modell der ebene Halbdiffuser eingesetzt. Er besteht aus zwei ebenen Platten mit

kreisrunder Vorderkante. Diese Platten werden in der Messkammer des Prüfstandes aufgebaut, wie die ebenen Platten des symmetrischen ebenen Plattendiffusers in Bild 4.7 aus Kapitel 4.2.1. Im Unterschied zum symmetrischen ebenen Plattendiffuser wird die Gegenplatte immer ohne Anstellwinkel eingebaut, also $\alpha_2 = 0^\circ$. Der Anstellwinkel der zur Kühlluftausblasung instrumentierten ebenen Platte α_1 wird variiert, sodass die beiden ebenen Platten einen Halbdiffuser bilden. Die Variation des Anstellwinkels α_1 erzeugt an der instrumentierten ebenen Platte eine lokale Strömungsablösung, deren Länge l_A mit zunehmendem Anstellwinkel α_1 zunimmt. Dies lässt entsprechend der Darstellung in Bild 4.15 eine lokale Strömungsablösung erzeugen, deren Wiederanlegepunkt sich vor, auf oder hinter der Position der Bohrungsreihe zur Kühlluftausblasung befindet.

Bei der experimentellen Untersuchung wird im Bereich der Ausblasestelle die Reynoldszahl der Hauptströmung mit $Re_{d,H} = 5200$ eingeregelt. Die Reihe mit den elf Kühlluftbohrungen befindet sich in einem Abstand von $l_x = 65\text{mm}$ von der Vorderkante der ebenen Platte entfernt.

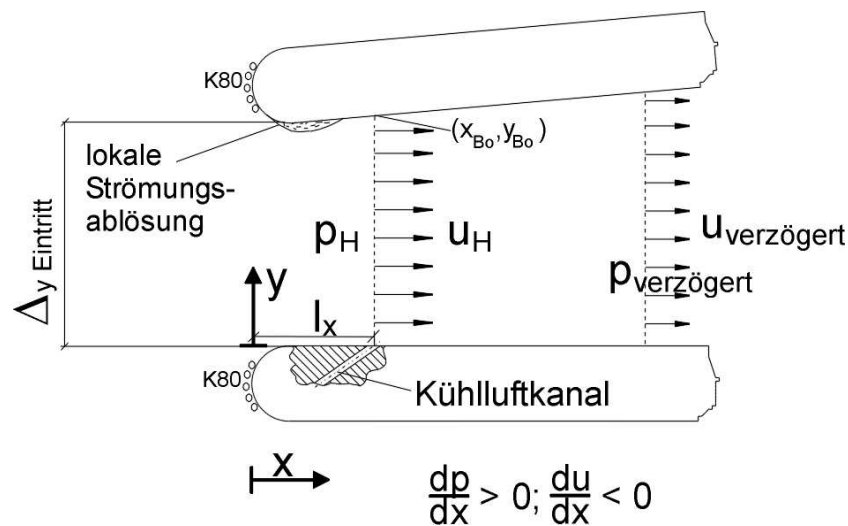


Bild 4.16: Ebener Halbdiffuser mit verzögerter Strömung im Bereich der Kühlluftausblasung

Zur Untersuchung der Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung wird als Modell ebenfalls der ebene Halbdiffuser eingesetzt, siehe Bild 4.16. In diesem Fall wird allerdings zunächst die zur Kühlluftausblasung instrumentierte ebene Platte mit dem konstanten Anstellwinkel $\alpha_1 = 0^\circ$ eingebaut, während der Winkel der Gegenplatte α_2 variiert wird. Dies erzeugt eine verzögerte Hauptströmung im ebenen Halbdiffuser, wobei sich die maximale lokale Strömungsablösung im Halbdiffuser an der Vorderkante der Gegenplatte einstellt. Um die Ablöseerscheinungen am Eintritt des ebenen Halbdiffusers zu verringern, werden die kreisrunden Vorderkanten der ebenen Platten mit der Rauigkeit der Körnung K80 versehen, sodass sich schon an den Vorderkanten jeweils eine turbulente Grenzschicht ausbildet. Wird das Koordinatensystem mit der Koordinate $y = 0$ auf die Oberfläche der instrumentierten ebenen Platte bezogen, siehe Bild 4.16, ergibt sich im ebenen Halbdiffuser entsprechend der Herleitung in Kapitel 4.2.1 analog zur Gl. 4.10 die

Gleichung zur Berechnung des Beschleunigungsfaktors K.

$$K = -\frac{\nu}{u_{Bo}} \cdot \frac{\tan(\alpha_2)}{y_{Bo}} \quad (4.11)$$

Die Koordinate y_{W2} , welche den Verlauf der ebenen Wand der Gegenplatte des ebenen Halbdiffusors beschreibt, kann als Funktion der Variablen x und α_2 beschrieben werden.

$$y_{W2}(x, \alpha_2) = \Delta_y \text{ Eintritt} + \left(x - \frac{D}{2}\right) \cdot \tan(\alpha_2) + \frac{D}{2} \cdot (1 - \cos(\alpha_2)) \quad (4.12)$$

für $x \geq \frac{D}{2} \cdot (1 + \sin(\alpha_2))$ und $0^\circ \leq \alpha_2 < 90^\circ$

Mit Gl. 4.13 lässt sich der Beschleunigungsfaktor K nach Gl. 4.11 im ebenen Halbdiffusor berechnen.

$$K = -\frac{\nu}{u_{Bo}} \cdot \frac{\tan(\alpha_2)}{\Delta_y \text{ Eintritt} + \left(x_{Bo} - \frac{D}{2}\right) \cdot \tan(\alpha_2) + \frac{D}{2} \cdot (1 - \cos(\alpha_2))} \quad (4.13)$$

Die kinematische Zähigkeit ν der Luft kann mit der Näherungsgleichung nach Plank [121] ermittelt werden.

$$\nu = \frac{17,1 \cdot 10^{-6}}{\rho} \left(\frac{T}{273K}\right)^{0,76} \frac{\text{kg}}{\text{m s}} \quad (4.14)$$

Die kinematische Viskosität der Luft bei Umgebungsbedingungen, d.h. $p = 101300 \text{ Pa}$ und $T = 293,15 \text{ K}$, ergibt sich somit zu $\nu = 15 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$. Unter Berücksichtigung des Abstandes $x_{Bo} = l_x$ der Kühlluftbohrungen von der Vorderkante der ebenen Platte lässt sich mit Gl. 4.13 der Beschleunigungsfaktor im ebenen Halbdiffusor für die entsprechenden Anstellwinkel α_2 berechnen.

Die in den Tabellen 4.1-4.3 nach potentialtheoretischen Überlegungen berechneten Beschleunigungsfaktoren K zeigen, dass der Beschleunigungsfaktor K im hier vorgestellten Halbdiffusor im Wesentlichen von dem Anstellwinkel der Gegenplatte α_2 und von der Reynoldszahl $Re_{d,H}$ im Bereich der Kühlluftbohrungen bestimmt ist. Der Abstand der Kühlluftbohrungen l_x von der Vorderkante der ebenen Platte hat dagegen einen geringeren Einfluss auf den Beschleunigungsfaktor K am Ort der Kühlluftbohrung.

Im realen Versuch stellen sich am Einlauf des ebenen Halbdiffusors Störungen infolge Strömungsablösung ein. Die Untersuchung des Geschwindigkeitsverlaufes im ebenen Halbdiffusor wird bei verschiedenen Plattenanstellwinkeln α_2 in Bild 4.17 für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ dargestellt. Die Reynoldszahl $Re_{d,H}$ bezieht sich dabei auf die Hauptstromgeschwindigkeit $u_{H,Bo}$ bei einer Positionierung der Kühlluftausblasung im Abstand $l_x = 165 \text{ mm}$ von der Vorderkante. Bild 4.18 zeigt die aus Druckmessungen ermittelten Beschleunigungsfaktoren K, die sich im ebenen Halbdiffusor einstellen. Die Messungen zeigen, dass für ein Verhältnis von $\frac{x}{D} > 4$ die Beschleunigungsfaktoren K bei den Versuchen aller eingestellten Plattenanstellwinkel α_2 näherungsweise konstant sind. Weitere Details zu Messungen für die Reynoldszahlen $Re_{d,H} = 7800$ und $Re_{d,H} = 10400$ können im Anhang den Bildern B.5 - B.8 entnommen werden. Die Beschleunigungsfaktoren K entsprechen

l_x	$\alpha_2 = 2,5^\circ$	$\alpha_2 = 3,5^\circ$	$\alpha_2 = 5^\circ$
65 mm	$-3,2 \cdot 10^{-7}$	$-4,5 \cdot 10^{-7}$	$-6,3 \cdot 10^{-7}$
165 mm	$-3,1 \cdot 10^{-7}$	$-4,2 \cdot 10^{-7}$	$-5,8 \cdot 10^{-7}$
265 mm	$-3,0 \cdot 10^{-7}$	$-4,0 \cdot 10^{-7}$	$-5,4 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 4.1: Beschleunigungsfaktor K im ebenen Halbdiffusor für $Re_{d,H} = 5200$ bei reibungsfreier Betrachtung

l_x	$\alpha_2 = 2,5^\circ$	$\alpha_2 = 3,5^\circ$	$\alpha_2 = 5^\circ$
65 mm	$-2,1 \cdot 10^{-7}$	$-3,0 \cdot 10^{-7}$	$-4,2 \cdot 10^{-7}$
165 mm	$-2,1 \cdot 10^{-7}$	$-2,8 \cdot 10^{-7}$	$-3,9 \cdot 10^{-7}$
265 mm	$-2,0 \cdot 10^{-7}$	$-2,7 \cdot 10^{-7}$	$-3,6 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 4.2: Beschleunigungsfaktor K im ebenen Halbdiffusor für $Re_{d,H} = 7800$ bei reibungsfreier Betrachtung

l_x	$\alpha_2 = 2,5^\circ$	$\alpha_2 = 3,5^\circ$	$\alpha_2 = 5^\circ$
65 mm	$-1,6 \cdot 10^{-7}$	$-2,2 \cdot 10^{-7}$	$-3,2 \cdot 10^{-7}$
165 mm	$-1,6 \cdot 10^{-7}$	$-2,1 \cdot 10^{-7}$	$-2,9 \cdot 10^{-7}$
265 mm	$-1,5 \cdot 10^{-7}$	$-2,0 \cdot 10^{-7}$	$-2,7 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 4.3: Beschleunigungsfaktor K im ebenen Halbdiffusor für $Re_{d,H} = 10400$ bei reibungsfreier Betrachtung

$u_{H,Bo}$	$Re_{d,H}$	$\alpha_2 = 0^\circ$	$\alpha_2 = 2,5^\circ$	$\alpha_2 = 3,5^\circ$	$\alpha_2 = 5^\circ$
20 m/s	5200	$\simeq 0$	$-2,4 \cdot 10^{-7}$	$-3,6 \cdot 10^{-7}$	$-4,6 \cdot 10^{-7}$
30 m/s	7800	$\simeq 0$	$-1,4 \cdot 10^{-7}$	$-2,2 \cdot 10^{-7}$	$-3,0 \cdot 10^{-7}$
40 m/s	10400	$\simeq 0$	$-1,1 \cdot 10^{-7}$	$-1,8 \cdot 10^{-7}$	$-2,3 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 4.4: Gemessener Beschleunigungsfaktor K im ebenen Halbdiffusor bei Positionierung der Kühlluftbohrungen mit einem Abstand von $l_x = 165$ mm hinter der Plattenvorderkante

in Abhängigkeit von der Reynoldszahl $Re_{d,H}$ und dem Plattenanstellwinkel α_2 den in Tabelle 4.4 angegebenen Werten.

Die gemessenen Werte der Beschleunigungsfaktoren K im ebenen Halbdiffusor, siehe Tabelle 4.4, sind kleiner als die aus potentialtheoretischen Überlegungen ermittelten Beschleunigungsfaktoren nach den Tabellen 4.1-4.3. Die Messungen zeigen, dass zur Untersuchung der adiabaten Filmkühleffektivität bei konstantem Beschleunigungsfaktor K die Kühlluftausblasung mit $\frac{x}{D} > 4$ zu positionieren ist. Dies ist bei der Instrumentierung der Kühlluftbohrungen mit einem Abstand von $l_x = 165$ mm hinter der Vorderkante der ebenen Platte der Fall.

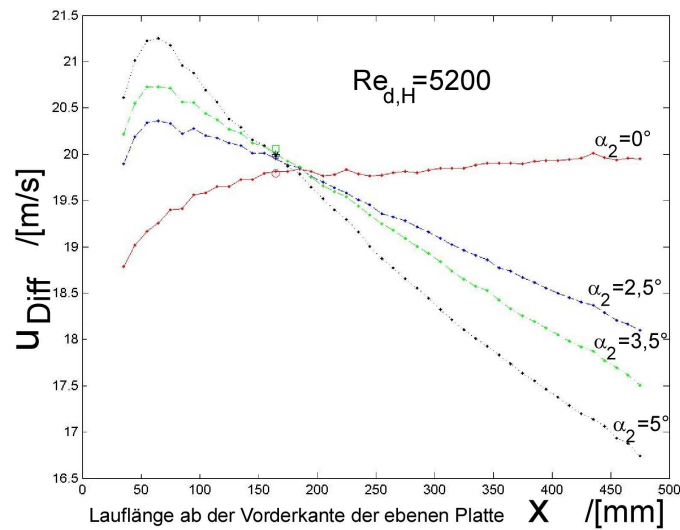


Bild 4.17: Geschwindigkeitsverlauf aus Druckmessungen im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ bei Variation des Anstellwinkels α_2

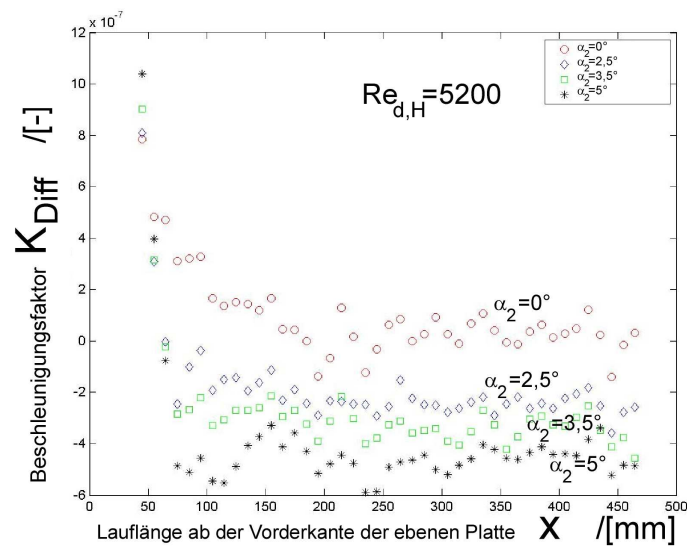


Bild 4.18: Verlauf des Beschleunigungsfaktors K im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ bei Variation des Anstellwinkels α_2

4.3 Die Messkammer

Die Messkammer hat einen rechteckigen Querschnitt der Höhe $h = 700$ mm und der Breite $b = 400$ mm. Die vordere Wand und die obere Wand sind in Acrylglas gefertigt, sodass die optische Zugängigkeit für das Laser-PIV-System, siehe Kapitel 3.2, gegeben ist. In der Messkammer befindet sich das Modell des ebenen Plattendiffusers nach Kapitel 4.2. Zwei ebene Platten der Dicke $D = 40$ mm, der Breite $b = 400$ mm und der Länge $l = 1000$ mm sind symmetrisch zur Mittellinie der Messkammerhöhe installiert, wie in Bild 4.19 dargestellt. Dabei ist die eine Platte mit der Vorrichtung zur Kühlluftausblasung entsprechend

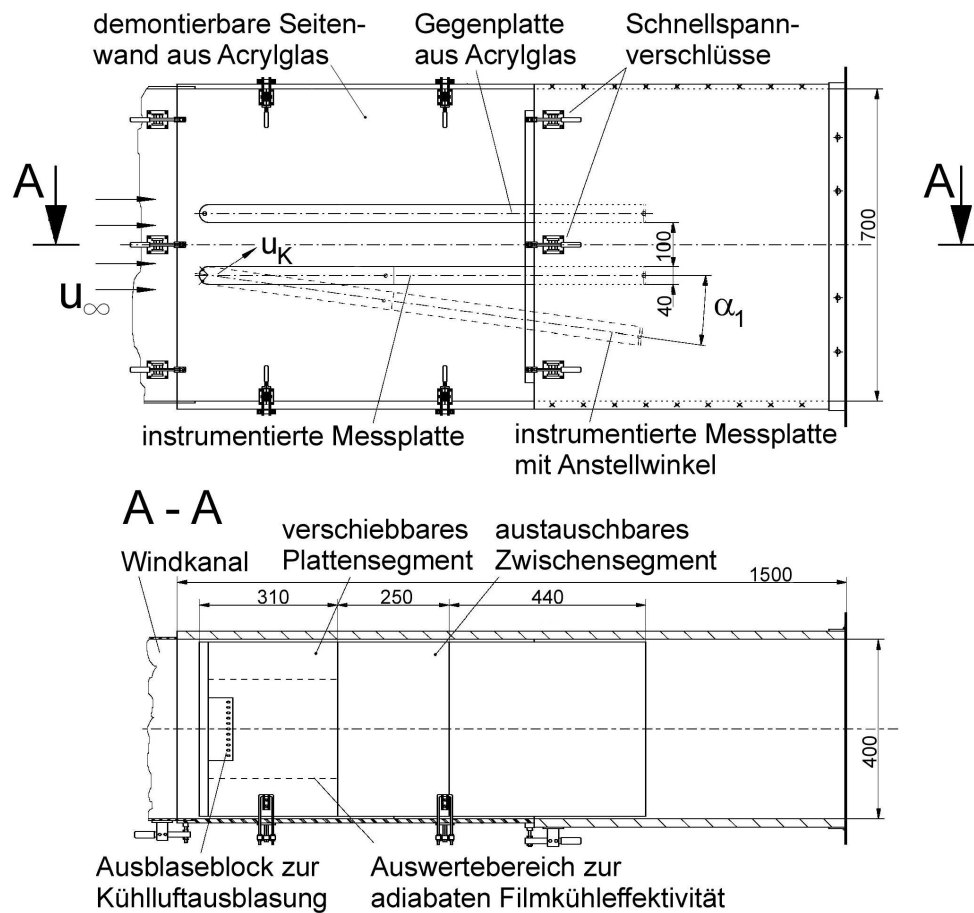


Bild 4.19: Aufbau der Messkammer mit ebenem Plattendiffuser

Kapitel 4.4 instrumentiert. Die andere Platte ist aus Acrylglas gefertigt, was die optische Zugängigkeit des ebenen Plattendiffusers ermöglicht. Beide Platten sind um die kreisrunde Vorderkante drehbar gelagert. Dabei bezeichnet α_1 den Drehwinkel der instrumentierten Platte und α_2 den Drehwinkel der Gegenplatte aus Acrylglas. Sind die beiden Platten parallel zu Boden und Decke der Messkammer ausgerichtet, so sind die Winkel $\alpha_1 = \alpha_2 = 0^\circ$



Bild 4.20: Messkammer mit ebenem Plattendiffusor und demontierter vorderer Wand

und die Oberflächen der Platten befinden sich in einem Abstand von 100 mm. Die Winkel α_1 und α_2 werden positiv gezählt, wenn die entsprechende Platte nach außen gedreht wird, sodass sich die Diffusorwirkung zwischen den beiden Platten erhöht. Bild 4.20 zeigt die Messkammer mit eingebautem Plattendiffusor. Die instrumentierte Messplatte ist in diesem Fall um den Winkel $\alpha_1 > 0^\circ$ angestellt und die Gegenplatte aus Acrylglas befindet sich im Winkel $\alpha_2 = 0^\circ$. Die vordere Wand der Messkammer fehlt in Bild 4.20. Diese Wand, die aus Acrylglas gefertigt ist, kann mittels Schnellspannvorrichtungen in kurzer Zeit montiert und demontiert werden. Die schnelle manuelle Zugänglichkeit des ebenen Plattendiffusors bzw. der instrumentierten Messplatte ist wichtig für das zügige Aufbringen und Lösen der Diazofolie des Ammoniak-Diazo-Verfahrens, siehe Kapitel 3.1.2. Im Versuchsbetrieb wird die Messkammer mit Unterdruck gegenüber der Umgebung betrieben. Daher ist die Messkammer mit Perbunan-Dichtschnüren und Moosgummieinlagen entsprechend gegenüber der Umgebung abgedichtet.

In der Messkammer mit eingebautem ebenen Plattendiffusor können Hauptstromgeschwindigkeiten bis zu $u_H = 40 \text{ m/s}$ bei einem Turbulenzgrad von $Tu \approx 0,5 \%$ eingestellt werden. Mit dem Einbau eines Turbulenzgitters kann die Turbulenz im ebenen Plattendiffusor erhöht werden. Zum Erreichen einer gleichförmigen Turbulenz soll das Turbulenzgitter ca. 10 Maschenweiten vor dem Messobjekt angebracht sein. Der Einbau eines Turbulenzgitters nach Rodi u.a. [126] erzeugt eine gleichmäßige Turbulenz von $Tu \approx 3 \%$. Das Turbulenzgitter wird mit einer Maschenweite der Höhe und Breite $h_M \cdot b_M = 100 \cdot 100 \text{ mm}^2$ aus Stäben des Querschnitts $h_{St} \cdot b_{St} = 20 \cdot 20 \text{ mm}^2$ ausgelegt. Der Einbauort liegt in einem Abstand von $l_M = 1100 \text{ mm}$ stromauf der Messkammer. Bild B.9 im Anhang zeigt dieses Turbulenzgitter im Detail.

4.4 Die Kühlluftausblasung

Für die Untersuchung der adiabaten Filmkühleffektivität entsprechend dem Modell aus Kapitel 4.2 wird ein Block zur Kühlluftausblasung entwickelt. Dieser Ausblaseblock wird in V2A gefertigt, da er im Versuchsbetrieb von Gasen durchströmt wird, die mit dem stark ätzenden Ammoniak angereichert sind. Der Ausblaseblock wird, wie in Bild 4.19 zu sehen, in der instrumentierten Messplatte des ebenen Plattendiffusers aus Kapitel 4.3 integriert. Der Block zur Kühlluftausblasung ist in der Platte symmetrisch zur Plattenbreite eingebaut. Ein Verschiebemechanismus unter Variation verschiedener Einbaubleche an der Plattenoberfläche ermöglicht den Einbau der Kühlluftausblasung in unterschiedlichen Abständen l_x zur Plattenvorderkante, siehe Bild B.10. Der Block zur Kühlluftausblasung ist mit einer Reihe von $n = 11$ Kühlluftbohrungen des Durchmessers $d = 4$ mm ausgerüstet. Die Teilung der Kühlluftbohrungen ist $t = 12$ mm, was einem Teilungsverhältnis von $\frac{t}{d} = 3$ entspricht. Der Anstellwinkel der Bohrungen ist $\alpha_{Bo} = 35^\circ$, wobei die Bohrungen nicht lateral angestellt sind ($\beta_{Bo} = 0^\circ$). Das Verhältnis von Länge L zu Durchmesser d der Bohrungen ist $\frac{L}{d} > 5$. Somit kann von einer ausgebildeten turbulenten Strömung am Austritt der Kühlluftausblasung ausgegangen werden, siehe Kapitel 2.3.9. Bild 4.21 gibt eine Zeichnung des Ausblaseblocks zur Kühlluftausblasung wieder. Die Kühlluftbohrungen

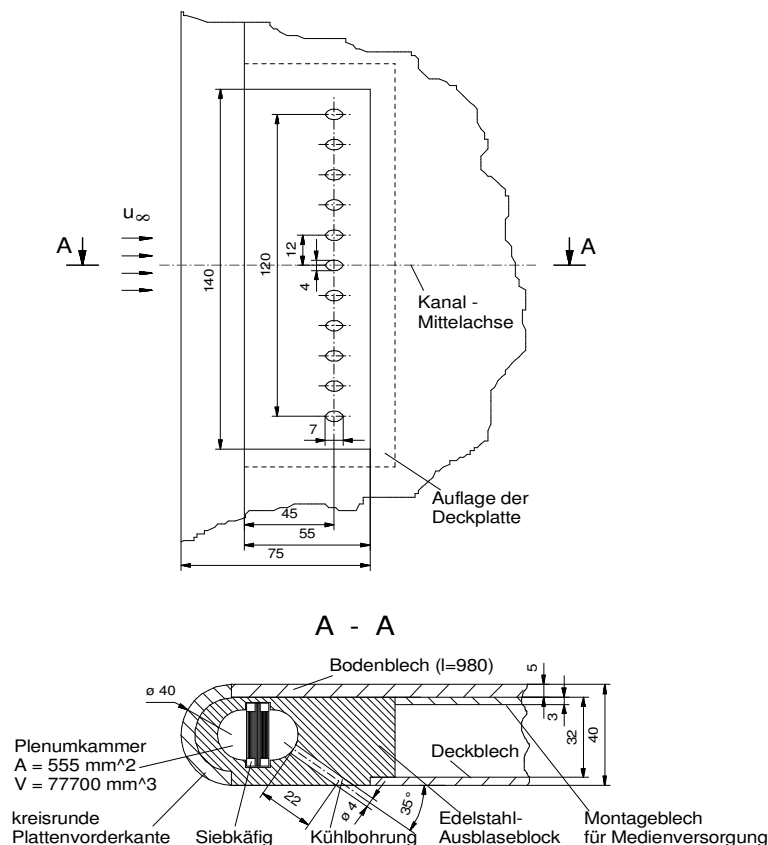


Bild 4.21: Block zur Kühlluftausblasung und Einbaulage in der ebenen Platte

sind im Inneren des Ausblaseblocks mit einem Plenum verbunden. Im Plenum befindet sich ein Siebkäfig zur Beruhigung der Strömung. Das bewirkt, dass im Versuchsbetrieb am

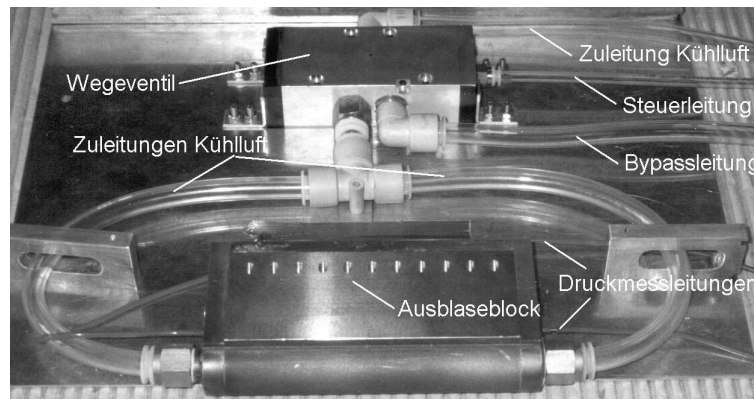


Bild 4.22: Ausblaseblock mit Instrumentierung zur Kühlluftsteuerung und -versorgung auf einer Platine zum Einbau in die ebene Platte

Eintritt aller elf Kühlluftbohrungen der gleiche Druck anliegt, sodass die Massenströme durch alle Kühlluftbohrungen äquivalent sind. Das Plenum wird zur Kühlluftspeisung von zwei Seiten mit Kühlluft versorgt, siehe Bild 4.22. Zur Kontrolle des Plenumdrucks hinter dem eingebauten Siebkäfig befinden sich an zwei Stellen Druckmessanschlüsse. In Bild 4.22 ist weiterhin ein pneumatisches Wegeventil zu erkennen. Dieses ermöglicht die Regelung der Kühlluftversorgung des Ausblaseblocks mittels einer pneumatischen Steuerleitung, wie in Kapitel 3.1.2.2 beschrieben.

Der minimale Abstand der Kühlluftbohrungen zur Plattenvorderkante ist erreicht, wenn der Ausblaseblock in der ebenen Platte weitest möglich vorne eingebaut ist, siehe Zeichnung in Bild 4.21. Der maximale Abstand der Kühlluftbohrungen von der Plattenvorderkante ergibt sich, wenn das verschiebbare Zwischensegment der ebenen Platte aus Bild 4.19 komplett entfernt ist. Dies ermöglicht die Variation des Abstandes des Austritts der Kühlluftbohrungen zur Vorderkante der ebenen Platte im Bereich $65 \text{ mm} \leq l_x \leq 315 \text{ mm}$.

4.4.1 Überprüfung der Funktion des Ausblaseblocks

Die Funktionsfähigkeit des Ausblaseblockes zur Ausblasung von Kühlluft aus einer Reihe von elf Bohrungen wird überprüft. Es wird überprüft, inwiefern sich der Gesamtmassenstrom der Kühlluft \dot{m}_K gleichmäßig auf die elf Kühlluftbohrungen des Ausblaseblockes verteilt, siehe Prinzler [122]. Mit der in Kapitel 3.3 vorgestellten Hitzdrahtanemometrie wird die Qualität der Verteilung der Teilmassenströme auf die elf Kühlluftbohrungen untersucht. Ein Hitzdrahtsensor wird mit konstanter und hinreichend geringer Traversiergeschwindigkeit u_{Traverse} entlang der Reihe der elf Kühlluftbohrungen verfahren, wobei dem Ausblaseblock ein entsprechender Kühlluftmassenstrom \dot{m}_K zugeführt wird. Der Hitzdrahtsensor bewegt sich dabei in einem Abstand von $\Delta_{\text{hitz}} = 5 \text{ mm}$ zur Verbindungslinie der Mittelpunkte der Bohrungsausstritte. Er durchläuft dabei die Trajektorien der Kühlluftstrahlen. Dieses Validierungsexperiment wird für verschiedene Kühlluftmassenströme \dot{m}_K nach Gl. 3.30 durchgeführt, welche notwendig sind, um die in Kapitel 5 vorgesehenen Ausblasegeschwindigkeiten u_K zu erreichen. Bild 4.23 gibt das Messergebnis für die Ausblasegeschwindigkeit $u_K = 10 \text{ m/s}$ wieder. Dies entspricht bei einer Hauptstromge-

schwindigkeit von $u_H = 20$ m/s einer Ausblaserate von $M = 0,5$, insofern die Dichte der Kühlluft gleich der Dichte der Hauptströmung ist. Bild 4.23 zeigt, dass die tatsächlich gemessenen Austrittsgeschwindigkeiten u_{Bo} lokal bis zu 50 % größer sind als die eingestellte mittlere Kühlluftgeschwindigkeit u_K . Dies resultiert daraus, dass die Kühlluft aus den Kühlluftbohrungen mit einem entsprechenden Geschwindigkeitsprofil austreten. Natürlich gilt auch für die Strömung in den Kühlluftbohrungen die Haftbedingung der Kontinuumsmechanik an der Wand $u_W = 0$ m/s. Die Grenzschicht der Strömung in den Kühlluftbohrungen bedingt eine Steigerung der Strömungsgeschwindigkeit im Kern der Bohrungen. Nichts desto weniger wird, wie bei Filmkühluntersuchungen üblich, die massenstromgemittelte Ausblasegeschwindigkeit u_K entsprechend Gl. 3.30 zur Beschreibung der Kühlluftgeschwindigkeit herangezogen.

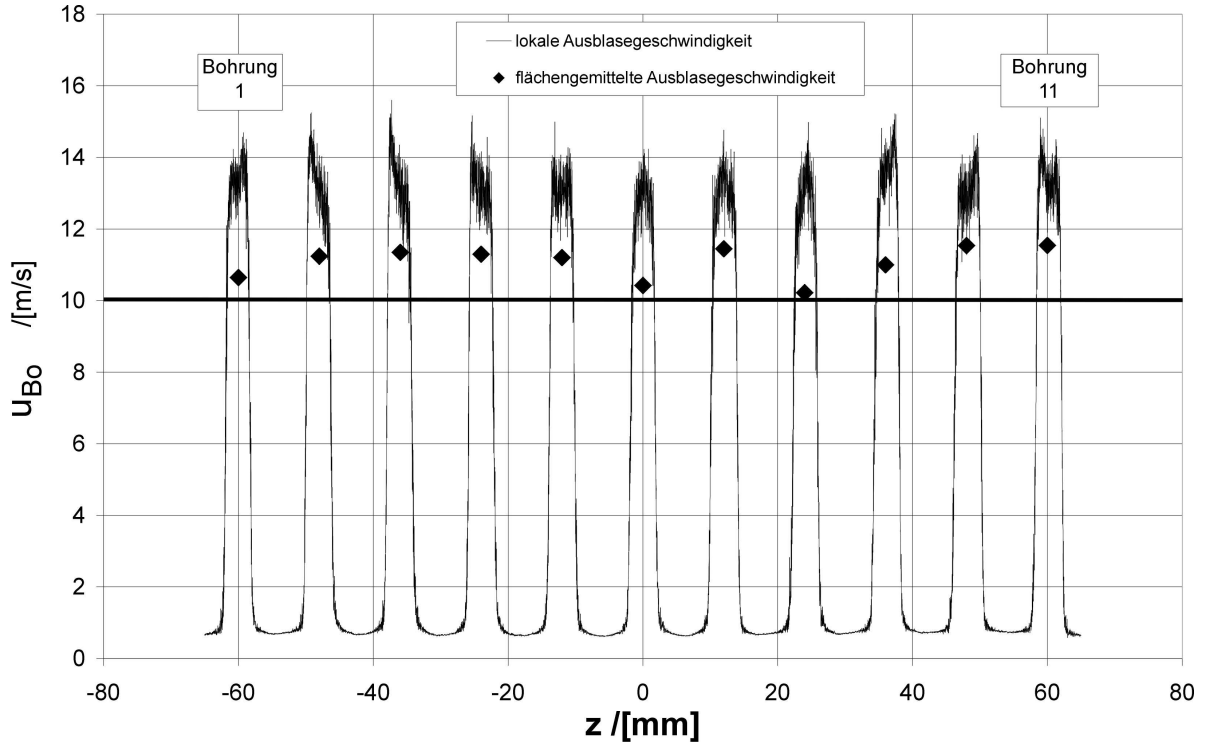


Bild 4.23: Geschwindigkeitsüberprüfung der elf Kühlluftstrahlen des Ausblaseblocks bei der eingestellten Ausblasegeschwindigkeit $u_K = 10$ m/s

Um die Verteilung der Kühlluft auf die einzelnen Kühlluftbohrungen aus der Messung der lokalen Ausblasegeschwindigkeiten u_{Bo} besser beurteilen zu können, wird mit der flächengemittelten Geschwindigkeit $\overline{u_{Bo}}$ eine Geschwindigkeit definiert, welche auf einer Abschätzung des flächenbezogenen Massendurchsatzes beruht.

$$\overline{u_{Bo}} = \frac{\left(\sum_{i=0}^{(n_{hit_z}-1)} \frac{\pi}{2} \cdot (r_{i+1}^2 - r_i^2) \cdot u_{Bo}(r_i) \right) + \left(\sum_{i=0}^{-(n_{hit_z}-1)} \frac{\pi}{2} \cdot (r_{i-1}^2 - r_i^2) \cdot u_{Bo}(r_i) \right)}{A_{Bo}} \quad (4.15)$$

Die gemessenen Ausblasegeschwindigkeiten entsprechend Bild 4.23 resultieren aus einer eindimensionalen Traversierung entlang der Verbindungslinie der Mittelpunkte der

Kühlluftstrahlen einer Ausblasereihe. Ein jeder Kühlluftstrahl wird bei einer konstanten Traversiergeschwindigkeit $u_{\text{Traverse}} = \text{const.}$ mit einer konstanten Abtastrate des Hitzdrahtsensors $f_{\text{hitz}} = \text{const.}$ vermessen. Jedes Messsignal des Hitzdrahtanemometers repräsentiert daher einen Messwert für einen Traversierabschnitt $\Delta_{\text{Traverse}} = u_{\text{Traverse}} \cdot f_{\text{hitz}}$. Dabei kann ein Traversierabschnitt der eindimensionalen Traversierung als die Breite eines Halbkreissegmentes des kreisrunden Kühlluftstrahls angesehen werden. Mit der Definition der flächengemittelten Geschwindigkeit nach Gl. 4.15 wird der Rotationssymmetrie der Kühlluftstrahlen Rechnung getragen. In Bild 4.23 sind die flächengemittelten Geschwindigkeiten $\overline{u_{\text{Bo}}}$ eingetragen, die sich aus den gemessenen Werten u_{Bo} ergeben. Bei einer Traversiergeschwindigkeit von $u_{\text{Traverse}} = 13,79 \text{ mm/s}$ und einer Abtastfrequenz des Hitzdrahtanemometers von $f_{\text{hitz}} = 1000 \text{ Hz}$ ergibt sich für jeden Messpunkt ein Abstand von $\Delta_{\text{Traverse}} = 13,79 \mu\text{m}$. Das ergibt beim Überfahren einer jeden Kühlluftbohrung des Durchmessers $d = 4 \text{ mm}$ 290 Messpunkte. Dies entspricht links und rechts der Mittelachse einer jeden Kühlluftbohrung $n_{\text{hitz}} = 145$ Messpunkten mit dem entsprechenden Radius $r_i = i \cdot \Delta_{\text{Traverse}}$ in Gl. 4.15.

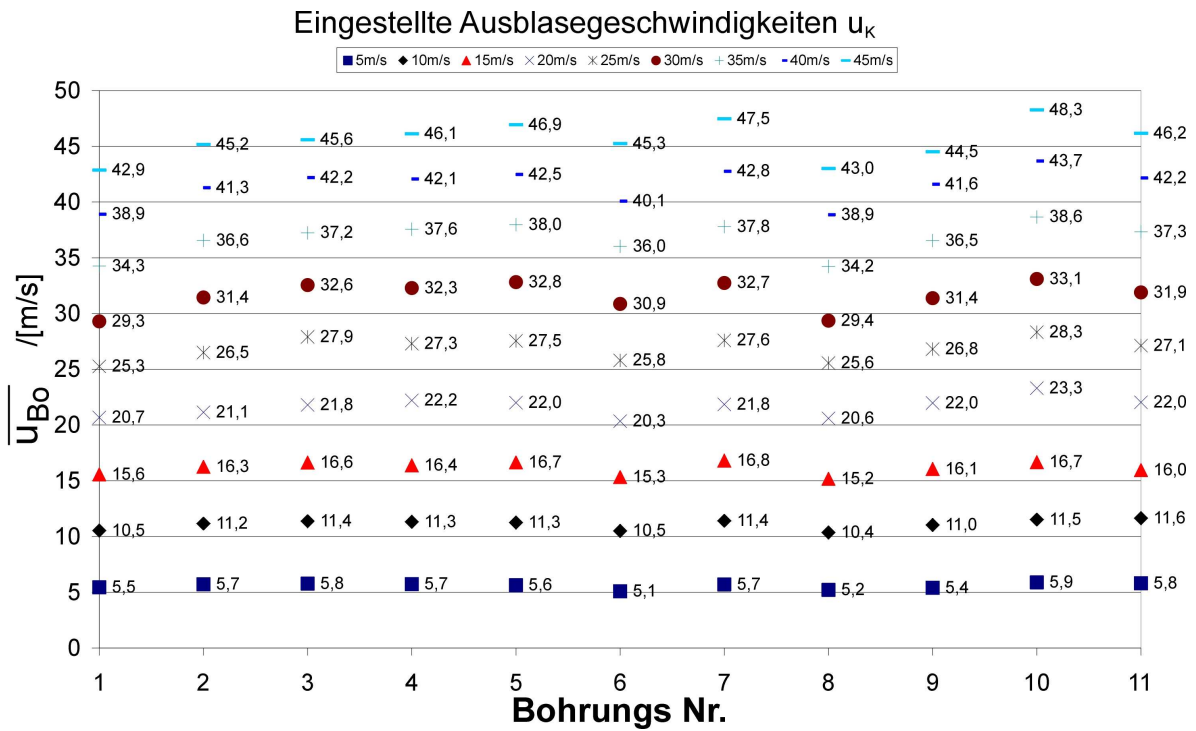


Bild 4.24: Flächengemittelte Geschwindigkeitsüberprüfung $\overline{u_{\text{Bo}}}$ der elf Kühlluftstrahlen des Ausblaseblocks bei verschiedenen Ausblasegeschwindigkeiten u_K

Bild 4.24 zeigt die flächengemittelten Geschwindigkeiten $\overline{u_{\text{Bo}}}$, die aus einer Vielzahl weiterer Geschwindigkeitsmessungen für u_{Bo} bei Variation der eingestellten Kühlluftgeschwindigkeit u_K hervorgehen. Die flächengemittelten Geschwindigkeiten $\overline{u_{\text{Bo}}}$ für eine entsprechend anliegende Kühlluftgeschwindigkeit u_K des Ausblaseversuchs weichen zwischen den einzelnen Kühlluftbohrungen um weniger als 10 % ab. Es kann davon ausgegangen werden, dass die Verteilung der Kühlluft \dot{m}_K auf die elf Kühlluftbohrungen des Ausblaseblocks hinreichend genau ist. Im Besonderen ist anzumerken, dass für die mittlere

Kühlluftbohrung (Bohrung Nr. 6), welche im Rahmen der Filmkühlexperimente in Kapitel 5 betrachtet wird, die Werte der flächengemittelten Geschwindigkeiten $\overline{u_{Bo}}$ am besten der eingestellten massenbezogenen mittleren Ausblasegeschwindigkeiten u_K der Kühlluft entsprechen.

Kapitel 5

Experimentelle Untersuchungen

Die Experimente werden isotherm durchgeführt, d.h. die Temperatur der Hauptströmung und der ausgeblasenen Kühlluft ist gleich ($T_H = T_K$). Das Dichteverhältnis der Ausblaseexperimente ist demzufolge $DR = 1$, da als Fluid der Hauptströmung wie auch der Kühlluftströmung Luft eingesetzt wird. Dabei wird der Einfluss des Tracergases Ammoniak in der Kühlluft vernachlässigt.

5.1 Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung

Zur Untersuchung der Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung werden Versuche entsprechend dem in Kapitel 4.2.3 entwickelten Modell im ebenen Halbdiffusor durchgeführt. Die Position der Kühlluftausblasung befindet sich im Abstand von $\frac{L}{D} > 4$ hinter der Vorderkante der ebenen Platte, siehe Bild 4.16. Somit liegt bei dem jeweiligen Versuch im Bereich der Kühlluftausblasung und in deren Nachlauf eine verzögerte Strömung mit konstantem Beschleunigungsfaktor K an.

Zwischen den zwei ebenen Platten wird an der Seitenwand der Verlauf der statischen Drücke $p(x)$ gemessen und mit einem Staurohr der Gesamtdruck p_0 bestimmt, siehe Bild 5.3. Gleichzeitig wird die Temperatur T_H der Strömung ermittelt. Durch diese Messungen wird die entsprechende Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H}$ im Bereich der Kühlluftausblasung eingestellt. Gleichzeitig können versuchsbegleitend die in Tabelle 5.2 angegebenen Beschleunigungsfaktoren K überprüft werden. Mit den Bildern B.11-B.13 sind im Anhang entsprechende versuchsbegleitende Datenüberprüfungen dargestellt.

5.1.1 Untersuchungen bei ausgeprägtem turbulentem Grenzschichtprofil

Der Anstellwinkel der instrumentierten ebenen Platte wird auf $\alpha_1 = 0^\circ$ eingestellt. Die Grenzschichtprofile der Hauptströmung im Bereich der Kühlluftausblasung werden mit der Hitzdraht-Anemometrie vermessen. Bild 5.1 gibt die Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ wieder. Die Grenzschichtprofile bei nicht verzögerter Hauptströmung ($K = 0$) sind im Bereich der Kühlluftbohrung deckungsgleich. Über die Lauflänge von zehn Bohrungsdurchmessern d entlang der ebenen

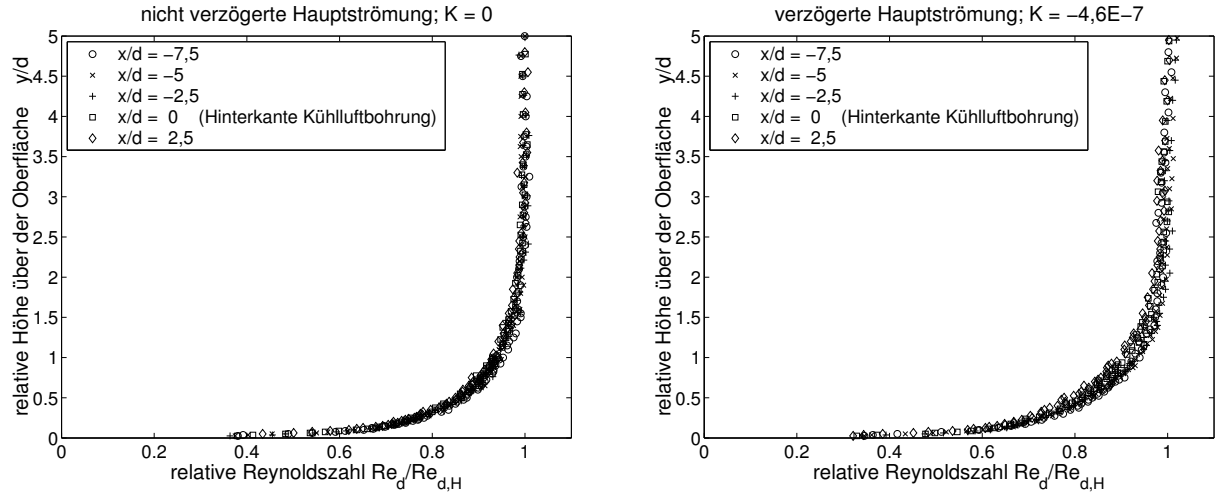


Bild 5.1: Ausgeprägte turbulente Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung bei $Re_{d,H} = 5200$

Wand in Richtung x können die Profile der ausgeprägt turbulenten Grenzschicht bis zur Grenzschichtdicke $\delta_{99} = 1,4 \cdot d$ in guter Näherung mit dem $(\frac{1}{7})$ -Gesetz Gl. 5.1 beschrieben werden, siehe Krause [93].

$$\frac{u}{u_H} = \left(\frac{y}{\delta_{99}} \right)^{\frac{1}{7}} \quad (5.1)$$

Die Grenzschichtprofile bei verzögerter Hauptströmung ($K = -4,6 \cdot 10^{-7}$) sind im Bereich der Kühlluftausblasung ähnlich. Sie unterscheiden sich geringfügig insofern die absolute Geschwindigkeit $u_H(x)$ der Hauptströmung entlang der ebenen Wand in Richtung x über die Lauflänge von zehn Bohrungsdurchmesser abnimmt. Die in Bild 5.1 dargestellten Profile der ausgeprägt turbulenten Grenzschicht bei verzögerter Hauptströmung können allerdings ebenfalls bis zur Grenzschichtdicke $\delta_{99} = 1,4 \cdot d$ in guter Näherung mit dem $(\frac{1}{7})$ -Gesetz Gl. 5.1 beschrieben werden. Daraus ergeben sich die bezogenen Grenzschichtparameter der ausgeprägten turbulenten Grenzschicht wie folgt:

$$\frac{\delta_1}{d} = \frac{1}{8} \frac{\delta_{99}}{d}, \quad \frac{\delta_2}{d} = \frac{7}{72} \frac{\delta_{99}}{d}, \quad \frac{\delta_3}{d} = \frac{7}{40} \frac{\delta_{99}}{d} \quad (5.2)$$

Die entsprechenden Herleitungen sind im Anhang A.2 mit den Gln. A.5-A.7 wiedergegeben, wobei in diesem Fall $n = 7$ zu setzen ist.

Die Formparameter der ausgeprägten turbulenten Grenzschichten ergeben sich zu:

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{9}{7}, \quad H_{32} = \frac{\delta_3}{\delta_2} = \frac{9}{5} \quad (5.3)$$

Die Grenzschichtparameter δ_{99} , δ_1 , δ_2 , δ_3 sowie die resultierenden Formparameter der Grenzschicht H_{12} und H_{32} sind demzufolge bei der unverzögerten und der verzögerten

$Re_{d,H}$ /[-]	δ_{99}/d /[-]	δ_1/d /[-]	δ_2/d /[-]	δ_3/d /[-]	H_{12} /[-]	H_{32} /[-]	Bemerkung zu δ_{99}
5200	1,4	0,175	0,136	0,245	1,29	1,8	Messung
7800	1,3	0,163	0,126	0,228	1,29	1,8	Messung
10400	1,2	0,15	0,117	0,21	1,29	1,8	Abschätzung

Tabelle 5.1: Parameter der Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung bei ausgeprägter turbulenter Grenzschicht

Hauptströmung gleich. Es ergeben sich die auf den Bohrungsdurchmesser d bezogenen Werte entsprechend der Tabelle 5.1.

Die Untersuchung der Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 7800$, siehe Bild 5.2, ergibt eine Grenzschichtdicke von $\delta_{99} = 1,3 \cdot d$. Mit der Annahme, dass die Grenzschichtdicke δ_{99} bei turbulenter Grenzschicht an der ebenen Wand sich proportional zu $Re^{-\frac{1}{5}}$ verhält, siehe Krause [93], kann für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 10400$ die Grenzschichtdicke $\delta_{99} = 1,2 \cdot d$ abgeschätzt werden. Tabelle 5.1 gibt die daraus resultierenden Parameter der ausgeprägten turbulenten Grenzschichten wieder.

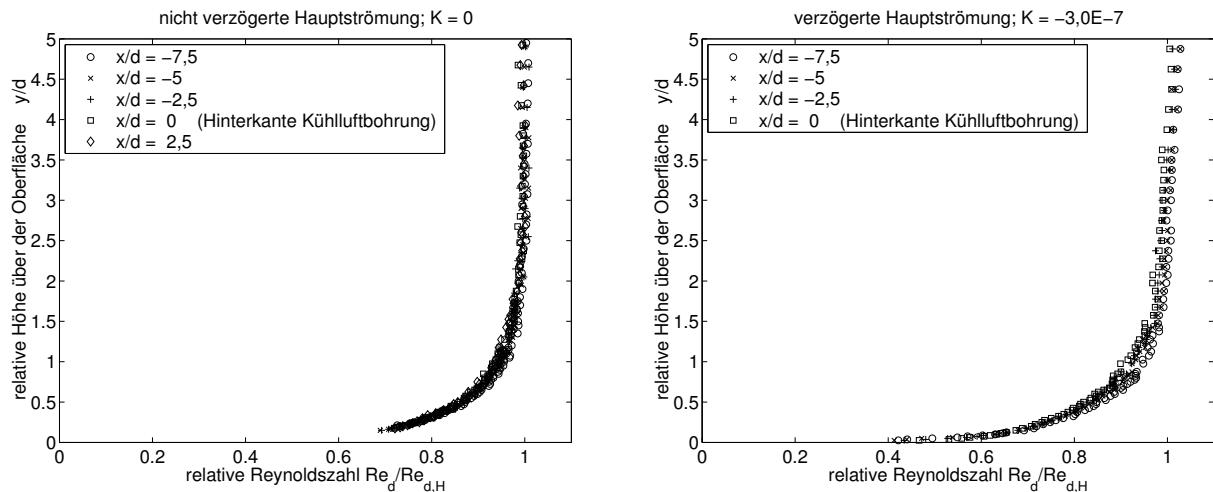


Bild 5.2: Ausgeprägte turbulente Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung bei $Re_{d,H} = 7800$

Für die Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ werden die Strömungsfelder im Mittelschnitt der mittleren Bohrung der untersuchten Kühlluftausblasung bei verschiedenen Ausblaseraten M gemessen. Bild 5.4 zeigt Ergebnisse, welche mit dem in Kapitel 3.2.1 vorgestellten 2D-Laser PIV Verfahren ermittelt werden. In drei Gebieten im Bereich der Kühlluftausblasung werden jeweils 50 2D-PIV Einzelmessungen durchgeführt und zu einem gemittelten Strömungsfeld verrechnet. Das erste untersuchte Gebiet liegt direkt im Bereich über der Kühlluftausblasung. Hier liegt die Stelle $\frac{x}{d} = 0$, welche die Hinterkante der Kühlluftbohrung anzeigt. Die beiden weiteren untersuchten Gebiete befinden sich weiter stromab der Kühlluftbohrung. Die Untersuchungen werden für die nicht verzögerte Hauptströmung ($K = 0$) und für die verzögerten Hauptströmungen mit $K = -2,4 \cdot 10^{-7}$ und $K = -4,6 \cdot 10^{-7}$ durchgeführt, siehe Tabelle 5.2. Die 2D-Strömungsbilder sind in den

untersuchten Fällen die gleichen. Sie entsprechen den Darstellungen aus Bild 5.4, d.h. die Strömungsverhältnisse innerhalb der Grenzschicht sind bei der Kühlluftausblasung unabhängig von der Verzögerung der Hauptströmung. Dies gilt für die hier untersuchten Ausblaseraten von $M = 0,3, 0,5, 0,75$ und 1 .

Die Geschwindigkeiten der in Bild 5.4 dargestellten Strömungsgrenzschichten entsprechen stromauf der Kühlluftausblasung, d.h. für $\frac{x}{d} < -2$, den Grenzschichtprofilen ohne Kühlluftausblasung nach Bild 5.1. Mit der Kühlluftausblasung wird der Hauptströmung Energie zugeführt. Die in Bild 5.4 wiedergegebenen Grenzschichtgeschwindigkeiten bei Kühlluftausblasung entsprechen den Darstellungen von Langowsky [97], siehe Bild 2.3. Bei Kühlluftausblasung wird die Geschwindigkeit am Grenzschichttrand $y = \delta_{99}$ grundsätzlich erhöht. Bei den kleineren Ausblaseraten $M = 0,3$ und $M = 0,5$ werden die Geschwindigkeiten im wandnahen Bereich der Strömungsgrenzschicht herabgesetzt. Dagegen werden die Geschwindigkeiten für die höheren Ausblaseraten $M = 0,75$ und $M = 1$ im wandnahen Bereich der Strömungsgrenzschicht erhöht. Die Kühlluftausblasung mit der Ausblaserate $M = 0,3$ ist im Strömungsfeld im Bereich des Kühlluftaustrittes ($\frac{x}{d} \simeq -0,8$) kaum zu identifizieren. Lediglich die stark herabgesetzte Strömungsgeschwindigkeit an der Wand für $\frac{x}{d} > 0$ weist auf die Kühlluftausblasung mit geringer Geschwindigkeit hin. Mit zunehmender Ausblaserate M ist die Strahltrajektorie der Kühlluftausblasung mit einer erhöhten Geschwindigkeit im Bereich der Kühlluftausblasung zunehmend besser zu erkennen.

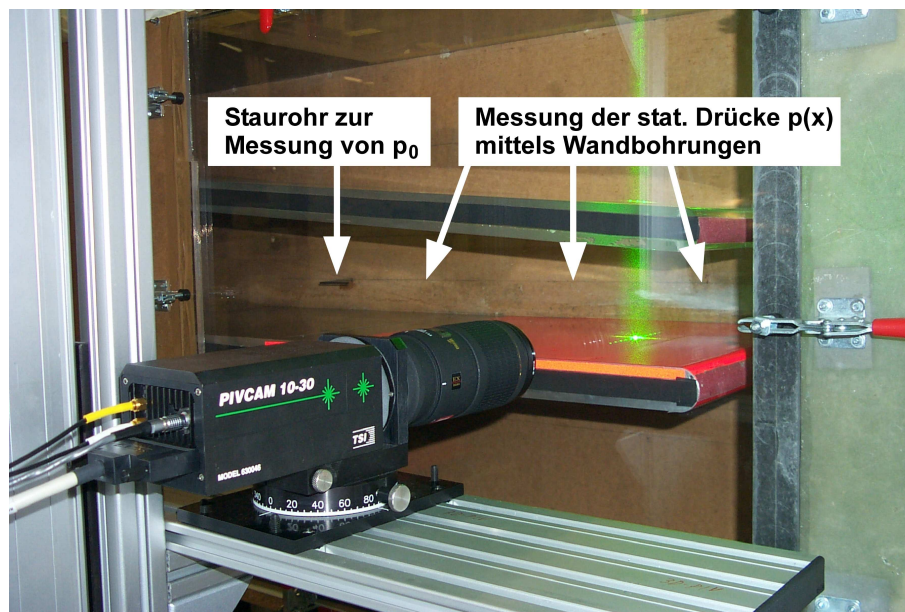


Bild 5.3: Versuchsaufbau zur Untersuchung der Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung mit 2D-Laser-PIV

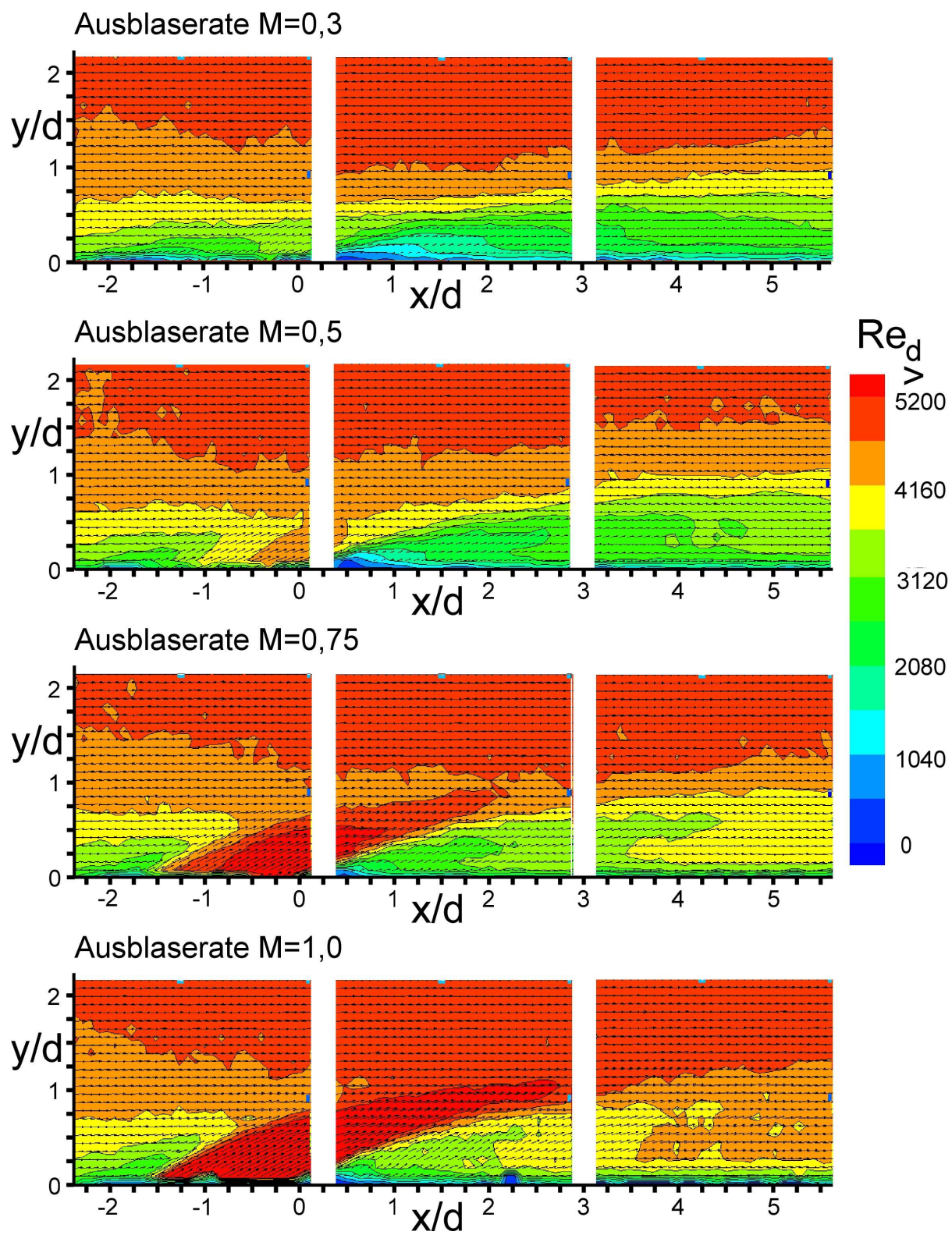


Bild 5.4: 2D-PIV: Reynoldszahl Re_d im Mittelschnitt der Kühlluftbohrung mit der Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$; Kühlluftausblasung mit verschiedenen Ausblaseraten M

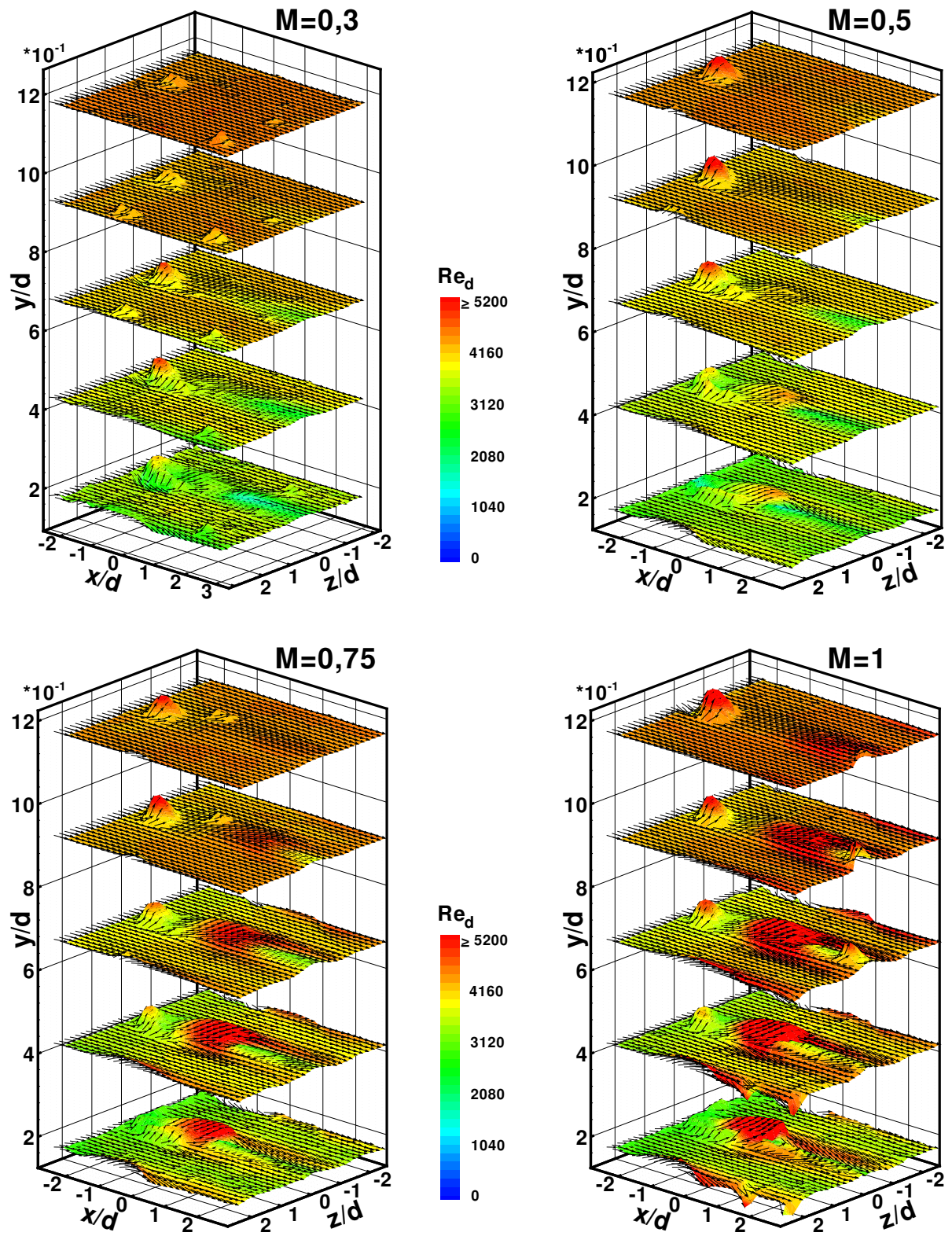


Bild 5.5: 3D-PIV: Reynoldszahl Re_d mit der Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$; Kühlluftausblasung mit verschiedenen Ausblaseraten M

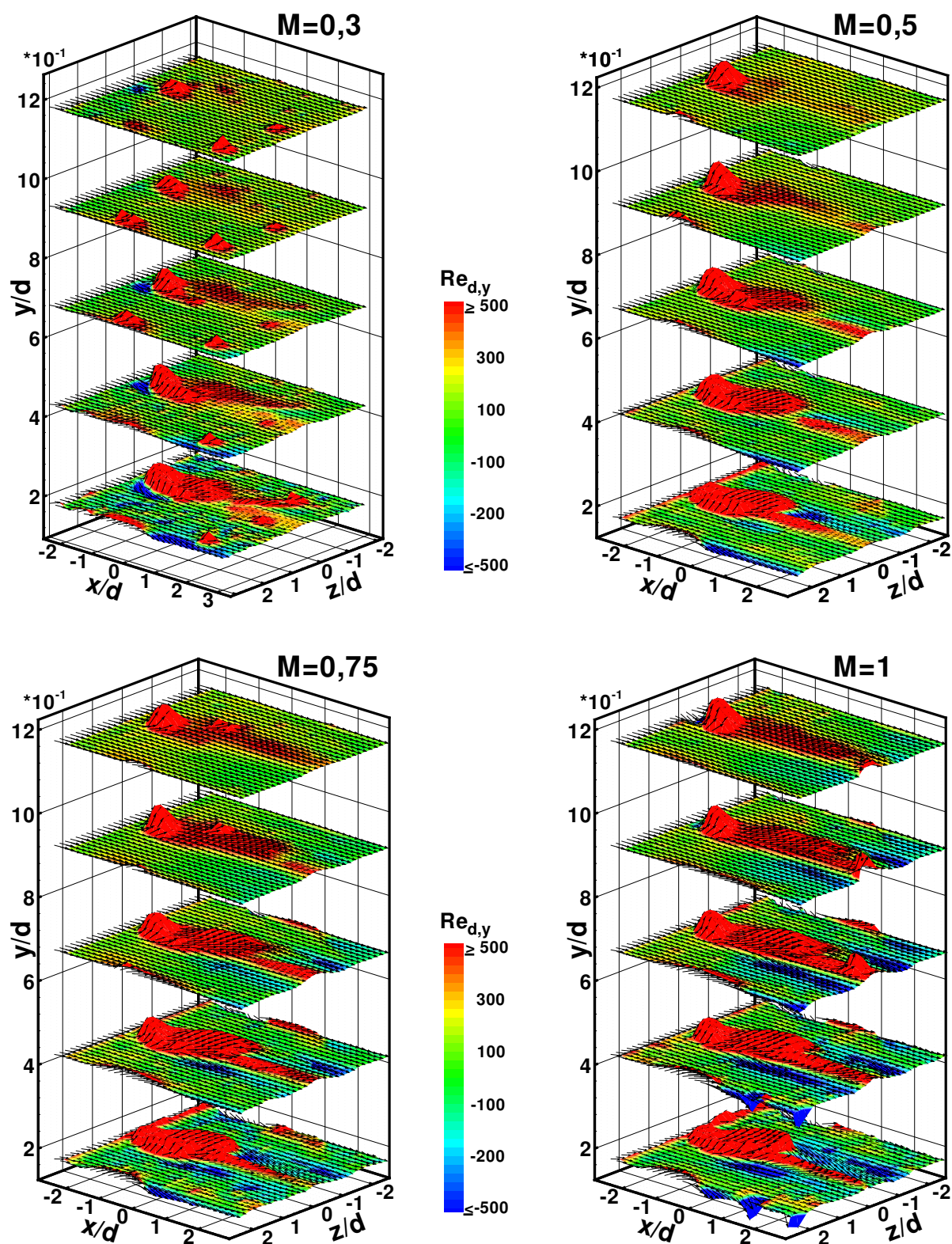


Bild 5.6: 3D-PIV: Reynoldszahl $Re_{d,y}$ normal zur Oberfläche mit der Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$; Kühlluftausblasung mit verschiedenen Ausblaseraten M

Mit dem in Kapitel 3.2.2 vorgestellten 3D-Laser PIV Verfahren werden stereoskopische Untersuchungen der Strömung bei Kühlluftausblasung durchgeführt. Um einen Eindruck zum jeweils vorliegenden Strömungsfeld zu erhalten, wird jeweils aus 100 3D-PIV Einzelmessungen ein gemitteltetes Strömungsbild erzeugt. Bei den Messungen liegt die Hauptstrom-Reynoldszahl bei $Re_{d,H} = 5200$. Die Untersuchungen werden für die nicht verzögerte Hauptströmung ($K = 0$) und für die verzögerten Hauptströmungen mit $K = -2,4 \cdot 10^{-7}$ und $K = -4,6 \cdot 10^{-7}$ durchgeführt. Wie schon bei den 2-D Laser PIV Messungen entsprechend Bild 5.4 liefern auch die Messergebnisse der 3-D Laser PIV Untersuchungen unabhängig von der Verzögerung der Hauptströmung gleiche Ergebnisse, sodass die Bilder 5.5 und 5.6 für die untersuchten Hauptströmungen mit und ohne Verzögerung Gültigkeit haben. Die Bilder geben einen räumlichen Eindruck zu den vorliegenden Strömungsgebieten. Auch hier wird die Hinterkante der untersuchten Kühlluftbohrung durch $\frac{x}{d} = 0$ beschrieben, während $\frac{y}{d} = 0$ die Oberfläche der ebenen Wand markiert. Die Mittellinie der mittleren Kühlluftbohrung der untersuchten Kühlluftreihe wird durch die Koordinate $\frac{z}{d} = 0$ gekennzeichnet. Bild 5.5 gibt die gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten Re_d und Bild 5.6 gibt die gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten $Re_{d,y}$ normal zur Oberfläche für die Ausblaseraten $M = 0,3, 0,5, 0,75$ und 1 in verschiedenen Ebenen $\frac{y}{d}$ über der Oberfläche wieder. Bei den räumlichen Darstellungen ist zu beachten, dass die $\frac{y}{d}$ -Koordinate um den Faktor 10 vergrößert wiedergegeben wird. Somit können die verschiedenen Messebenen, welche sich tatsächlich im Bereich der Strömungsrenzschicht $\frac{\delta_{99}}{d} = 1,4$ befinden, siehe Tabelle 5.1, in den Darstellungen eingesehen werden.

Die angezeigten überhöhten Geschwindigkeiten der 3D-PIV Messungen, welche im Bereich um $\frac{x}{d} = -1,5$ für $\frac{z}{d} = 0$ im Besonderen in den wandentfernten Messebenen dargestellt werden, sind auf systematische Messfehler zurückzuführen. Im Rahmen der 2D-PIV Messungen, siehe Bild 5.4, können diese hohen lokalen Geschwindigkeiten normal zur Oberfläche jedenfalls nicht nachgewiesen werden.

Die stereoskopische Betrachtung in Bild 5.5 zeigt für die Ausblaserate $M = 0,3$ nur einen geringen Einfluss auf das untersuchte Strömungsfeld. Lediglich im Nachlauf der Kühlluftbohrung lässt sich in den unteren drei Messebenen eine Reduzierung der Strömungsgeschwindigkeit erkennen, d.h. bis zum Wandabstand $\frac{y}{d} = 0,7$. Bild 5.6, in dem die gleichen Messungen mit einer farbigen Markierung der Geschwindigkeit $Re_{d,y}$ normal zur Oberfläche wiedergegeben werden, weist in diesen Gebieten bei der Ausblaserate $M = 0,3$ auf eine sich von der Wand entfernende Strömung hin. Für die Ausblaserate $M = 0,5$ wird in Bild 5.5 in den unteren Messebenen im Bereich der Kühlluftausblasung eine Erhöhung der Absolutgeschwindigkeit gegenüber dem Umfeld angezeigt. Ihre Wirkung ist bis zum Wandabstand $\frac{y}{d} = 0,9$ zu erkennen. Bild 5.6 zeigt, dass die Strömungsrichtung in diesem Bereich von der Wand weg weist. Gleichzeitig zeigt Bild 5.5 an, dass die Strömungsgeschwindigkeit im Nachlauf der Kühlluftausblasung herabgesetzt ist. Für die Ausblaseraten $M = 0,75$ und $M = 1$ werden die hohen Geschwindigkeiten der Kühlluftausblasung angezeigt. Die Darstellungen geben für die Kühlluftstrahlen die Struktur des Nierenwirbels wieder, siehe Kapitel 2.2.1 bzw. Bild 2.1. Bild 5.6 gibt diese Struktur für die Ausblaserate $M = 1$ am besten wieder. Im Kern des Kühlluftstrahls ist die Strömung von der Wand weg gerichtet, während seitlich des Kühlluftstrahls die Strömung zur Wand hin weist.

Zur Untersuchung des Einflusses einer verzögerten Hauptströmung auf die adiabate Filmkühleffektivität werden Versuche mit den Ausblaseraten $M = 0, 3, 0, 5, 0, 75$ und 1 durchgeführt. Im Rahmen dieser Untersuchungen werden im Bereich der Kühlluftausblasung die Hauptstrom-Reynoldszahlen $Re_{d,H} = 5200, 7800$ und 10400 eingestellt. Entsprechend Tabelle 4.4 werden die Beschleunigungsfaktoren K durch das Einstellen der Gegenplatte auf die Anstellwinkel $\alpha_2 = 0^\circ, 2, 5^\circ$ und 5° variiert. Tabelle 5.2 gibt die Versuchsmatrix zu den durchgeführten Untersuchungen wieder.

K	$\alpha_2 = 0^\circ$	$\alpha_2 = 2, 5^\circ$	$\alpha_2 = 5^\circ$
$Re_{d,H} = 5200$	$\simeq 0$	$-2,4 \cdot 10^{-7}$	$-4,6 \cdot 10^{-7}$
$Re_{d,H} = 7800$	$\simeq 0$	$-1,4 \cdot 10^{-7}$	$-3,0 \cdot 10^{-7}$
$Re_{d,H} = 10400$	$\simeq 0$	$-1,1 \cdot 10^{-7}$	$-2,3 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 5.2: Versuchsmatrix der eingestellten Beschleunigungsfaktoren K und Reynoldszahlen $Re_{d,H}$ zur Untersuchung der Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung; $\alpha_1 = 0^\circ$

Untersucht wird die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} im Nachlauf der mittleren Kühlluftbohrung der in Kapitel 4.4 vorgestellten Kühlluftausblasung. Zur Ermittlung der adiabaten Filmkühleffektivität wird die Ammoniak-Diazo-Messtechnik nach Kapitel 3.1.2 eingesetzt. Bild 5.7 gibt die Ergebnisse für die Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ wieder. Bild 5.7 zeigt sehr gut die Abhängigkeit der flächigen adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} von der Ausblasrate M an. Bei der Ausblasrate von $M = 0, 3$ liegt das Maximum der adiabaten Filmkühleffektivität $\eta_{ad,max}$ unmittelbar hinter der Kühlluftbohrung, während es sich bei der Ausblaserate $M = 0, 5$ bereits weiter stromab der Kühlluftbohrung befindet. Bei den Ausblaseraten $M = 0, 75$ und $M = 1, 0$ liegt das Maximum der adiabaten Filmkühleffektivität $\eta_{ad,max}$ entsprechend weiter stromab der Kühlluftbohrung. Die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} nimmt mit zunehmender Ausblaserate M unmittelbar hinter der Kühlluftbohrung ab. Mit höherer Ausblaserate M wird der Kühlluftstrahl stärker konzentriert, d.h. lateral weniger verteilt. Der Absolutwert der adiabaten Filmkühleffektivität nimmt im Nachlauf der Kühlluftbohrung mit zunehmender Ausblaserate M allerdings ab. Dies gilt hinter der Kühlluftbohrung sowohl für die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} entlang der Mittellinie, wie auch für die lateral gemittelte adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$.

Mit der Zunahme der Ausblaserate M steigt der Austrittsimpuls I der Kühlluft. Der Kühlluftstrahl hebt von der Oberfläche ab und wird von der Hauptströmung unterspült. Dennoch wird der Kühlluftstrahl auch bei erhöhter Ausblaserate M in der Grenzschicht der Hauptströmung zur Oberfläche hin umgelenkt, sodass ein Teil der Kühlluft weiter stromab auf die Oberfläche trifft.

Eine Abhängigkeit der Verteilung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} vom Beschleunigungsfaktor K kann dagegen im Bereich der verzögerten Hauptströmung für Werte von $K = 0$ bis $-4,6 \cdot 10^{-7}$ nicht erkannt werden. Die Auswertung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} auf der Mittellinie im Nachlauf der Kühlluftbohrung und die Betrachtung der lateral gemittelten adiabaten Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ bestätigen dies. Bild 5.8 gibt sowohl die Verläufe der adiabaten Filmkühleffektivitäten η_{ad} auf der Mittellinie als auch der lateral gemittelten adiabaten Filmkühleffektivitäten $\overline{\eta_{ad}}$ aus Bild 5.7 wieder.

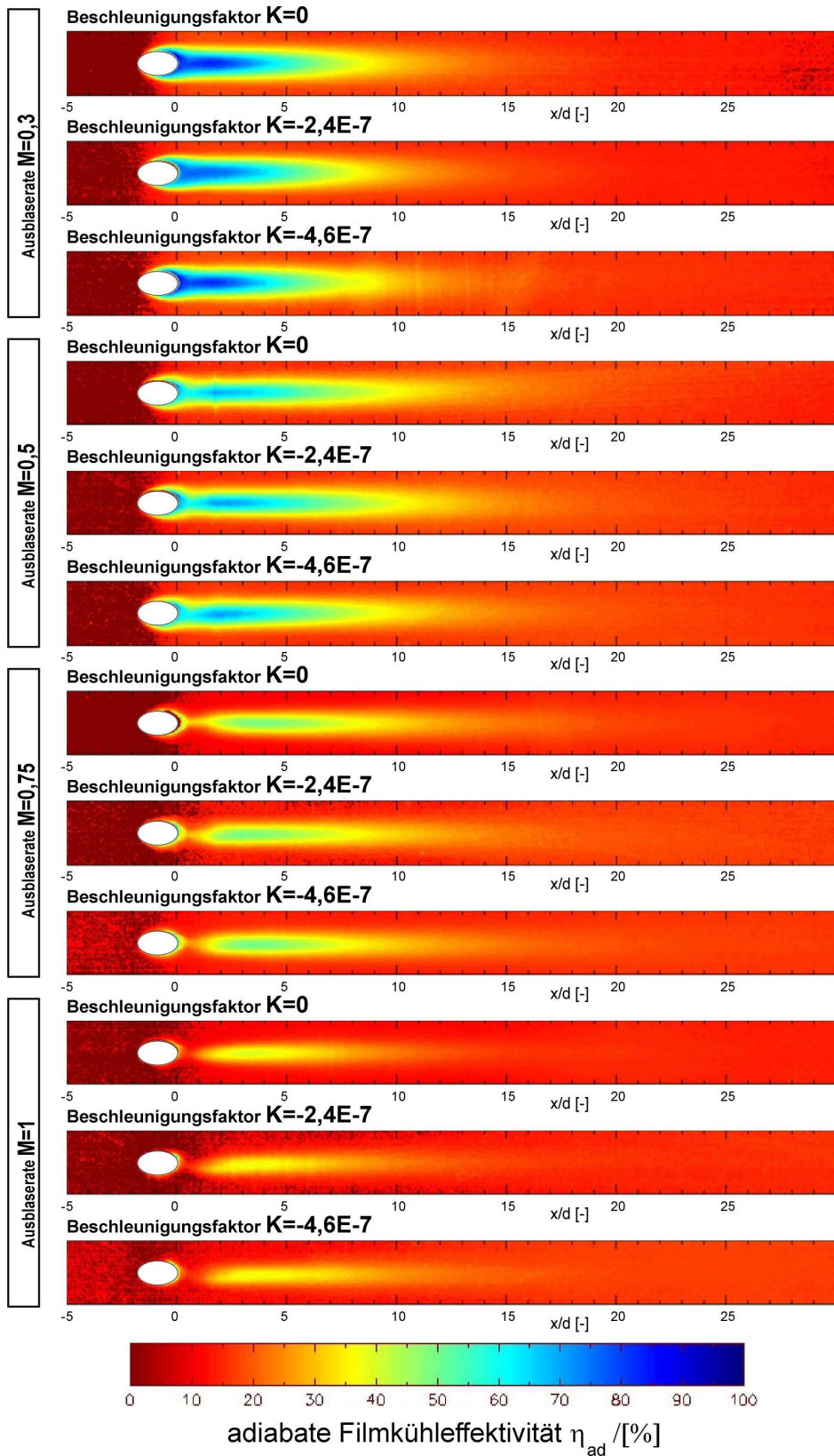


Bild 5.7: Adiabate Filmkühleffektivitäten bei verzögerter Hauptströmung und ausgeprägter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 5200$

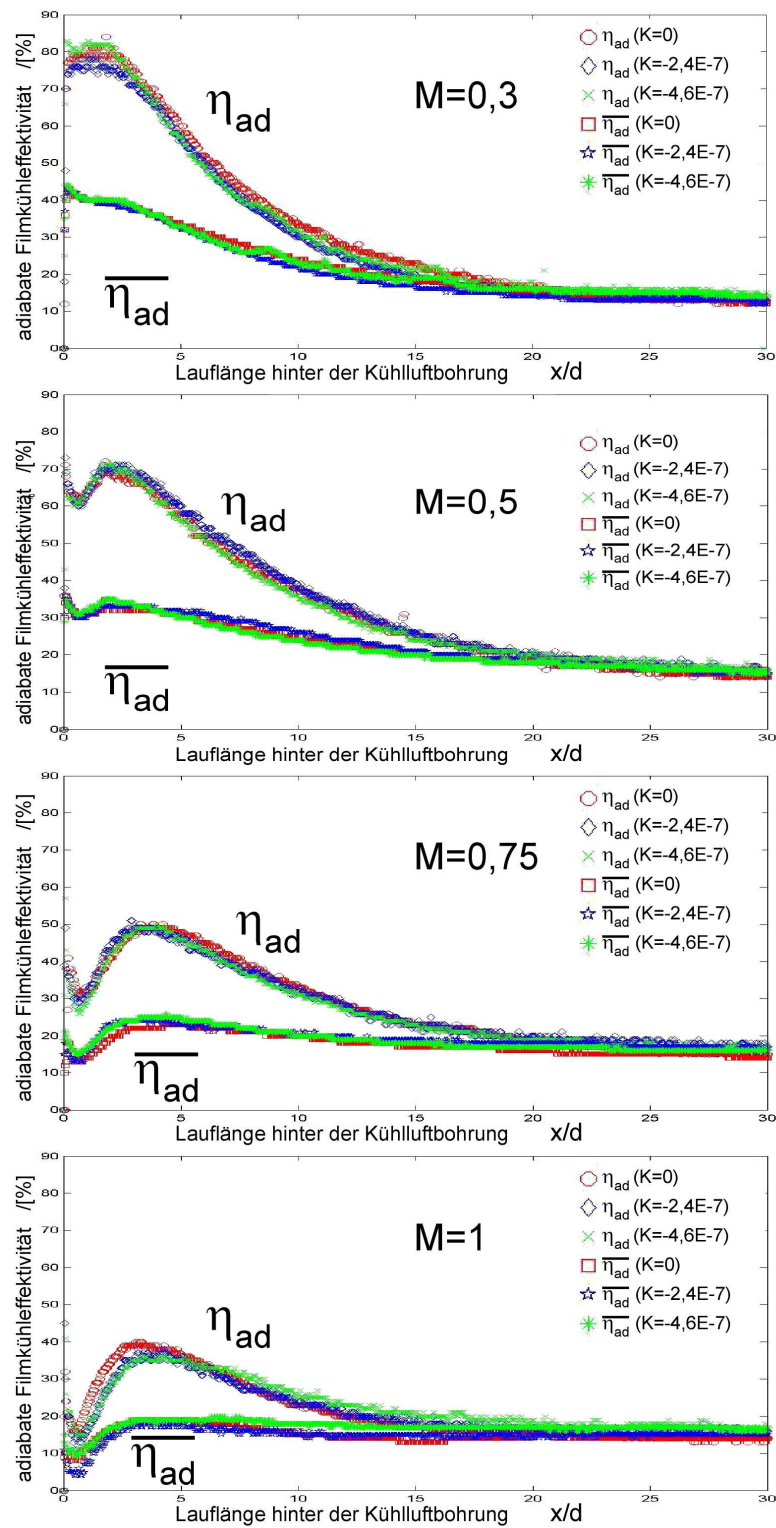


Bild 5.8: Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt bei verzögerter Hauptströmung und ausgeprägter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 5200$

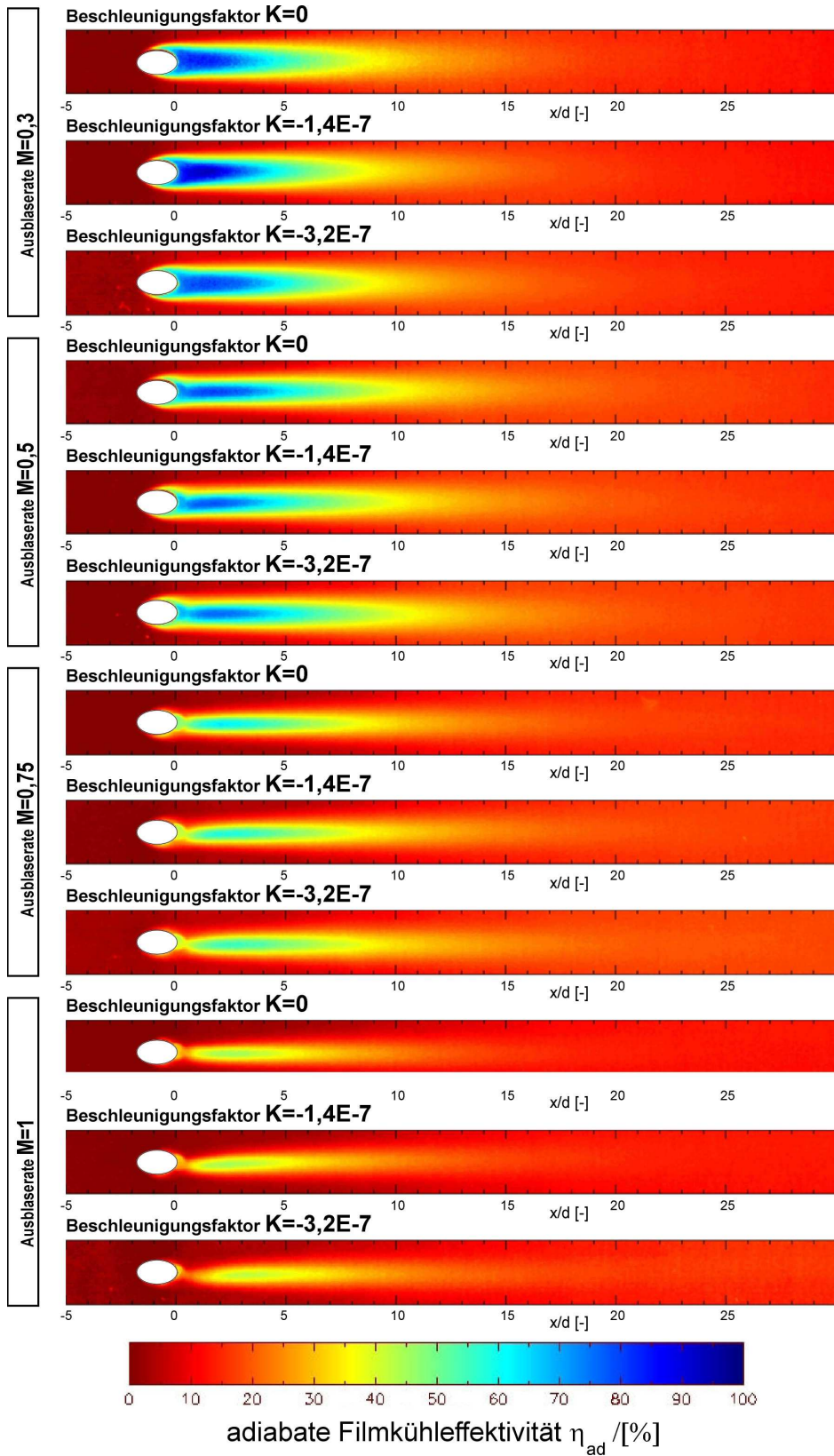


Bild 5.9: Adiabate Filmkühleffektivitäten bei verzögerter Hauptströmung und ausgeprägter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 7800$

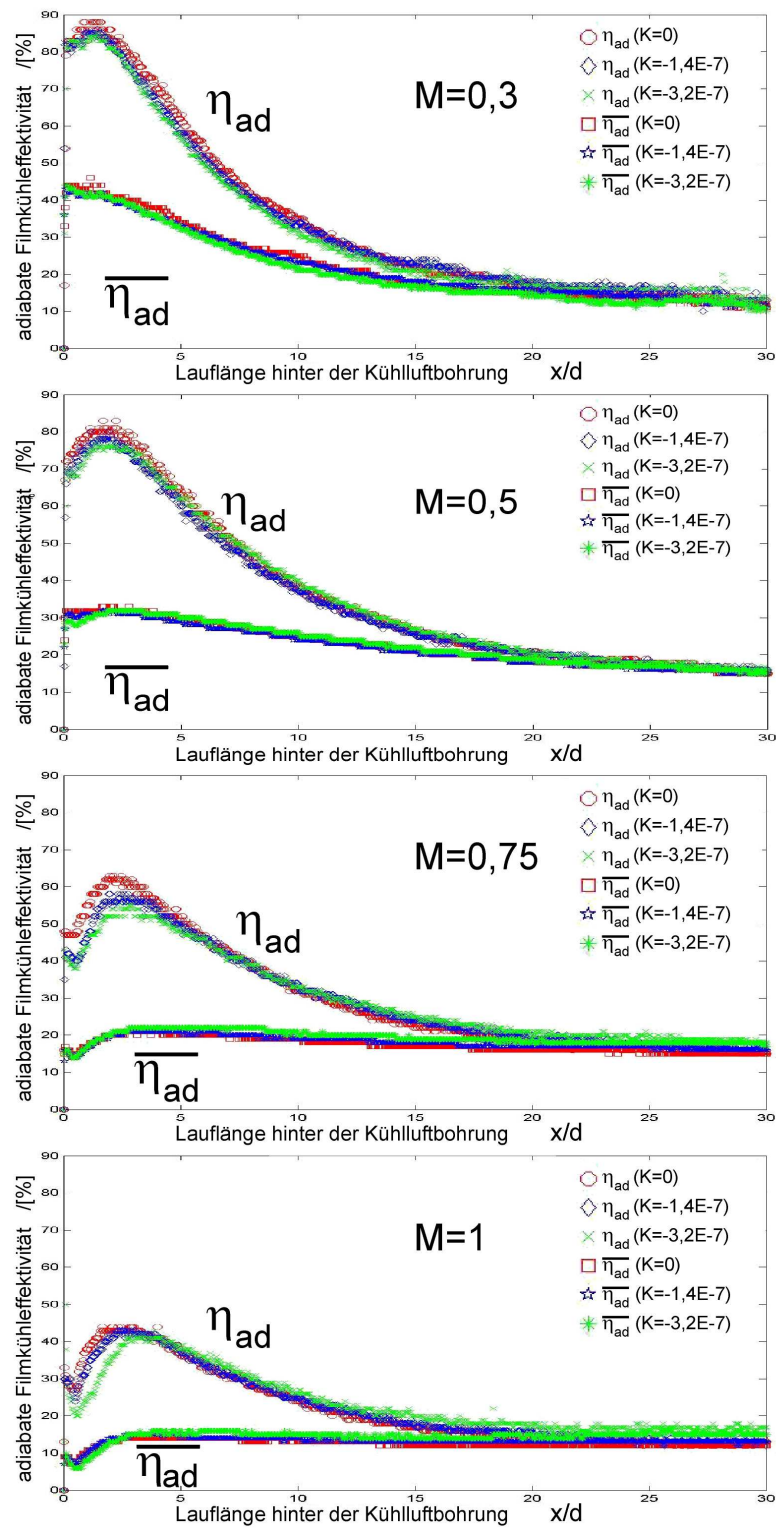


Bild 5.10: Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt bei verzögerter Hauptströmung und ausgeprägter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 7800$

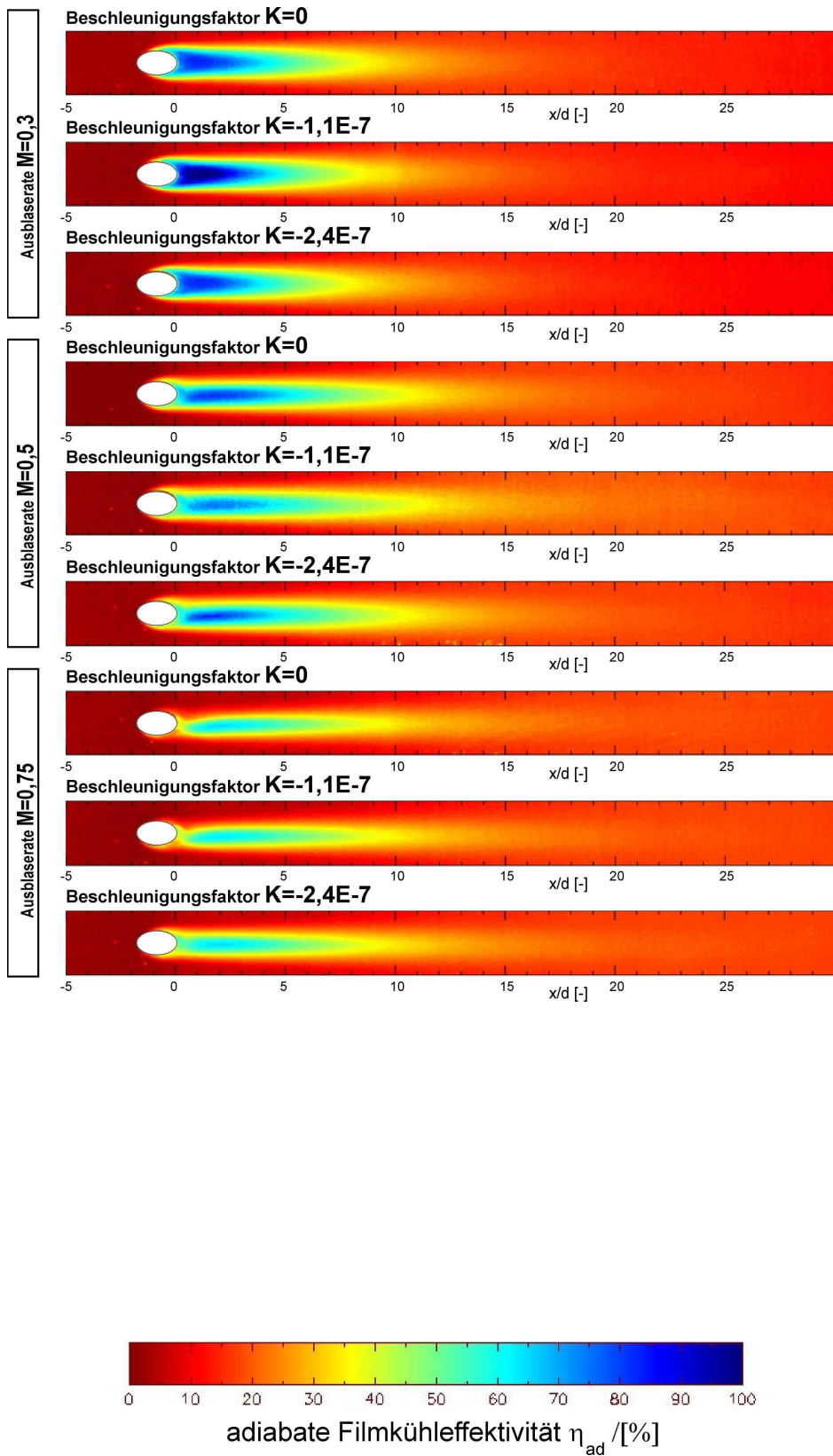


Bild 5.11: Adiabate Filmkühleffektivitäten bei verzögerter Hauptströmung und ausgeprägter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 10400$

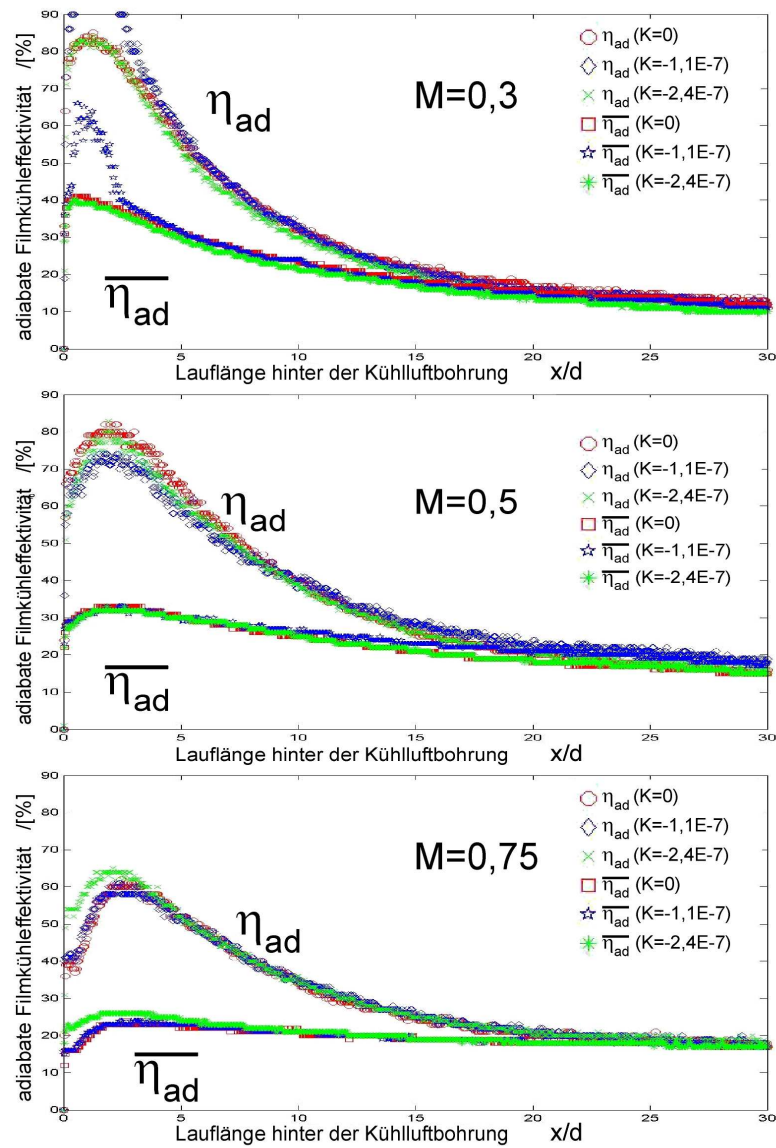


Bild 5.12: Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt bei verzögerter Hauptströmung und ausgeprägter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 10400$

Für die Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 7800$ wird im Bereich der verzögerten Hauptströmung für Werte von $K = 0$ bis $-3,0 \cdot 10^{-7}$ in gleicher Weise eine Unabhängigkeit der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} nachgewiesen. Gleiches gilt für die Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 10400$ für Werte von $K = 0$ bis $-2,3 \cdot 10^{-7}$. Entsprechende Messergebnisse sind in den Bildern 5.9- 5.12 dargestellt.

5.1.2 Untersuchungen bei geschwächtem turbulenten Grenzschichtprofil

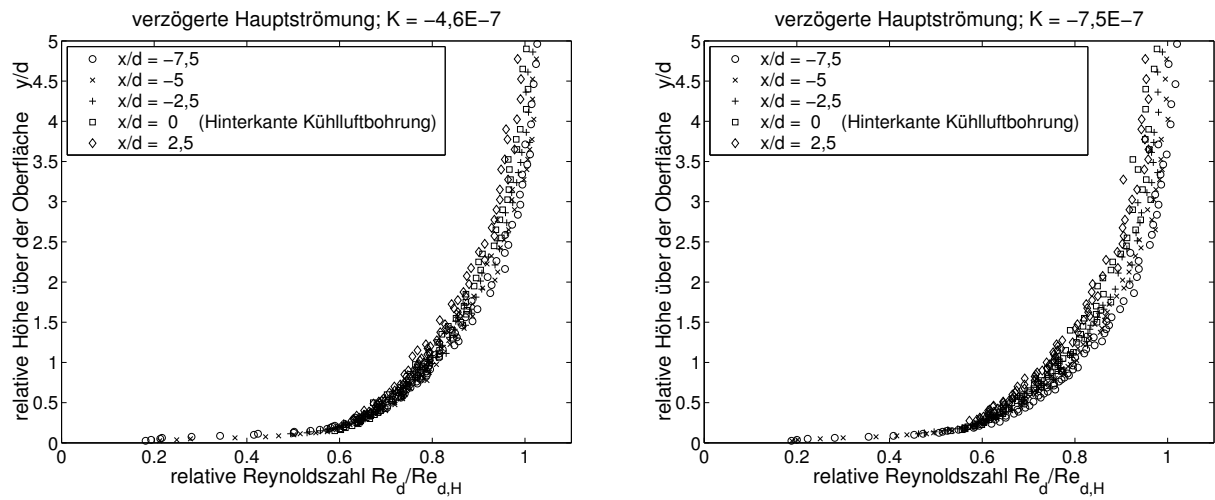


Bild 5.13: Geschwächte turbulente Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung bei $Re_{d,H} = 5200$

Der Anstellwinkel der instrumentierten ebenen Platte wird auf $\alpha_1 = 5^\circ$ eingestellt, so dass die Grenzschicht durch eine vorgelagerte lokale Strömungsablösung an der Platten-vorderkante geschwächt ist. Die Grenzschichtprofile der Hauptströmung im Bereich der Kühlluftausblasung werden mit der Hitzdraht-Anemometrie vermessen. Bild 5.13 gibt die Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ wieder. Die Grenzschichtprofile der mit $K = -4,6 \cdot 10^{-7}$ verzögerten Hauptströmung sind im Bereich der Kühlluftbohrung ähnlich. Infolge der Verzögerung nimmt die Hauptstrom-geschwindigkeit $u_H(x)$ entlang der ebenen Wand leicht ab. Über die Lauflänge von zehn Bohrungsdurchmesser d entlang der ebenen Wand in Richtung x können die Profile der turbulenten Grenzschicht bis zur Grenzschichtdicke $\delta_{99} = 3,5 \cdot d$ in guter Näherung mit dem Potenzgesetz Gl. 5.4 beschrieben werden, siehe Krause [93]. Hier liefert $n = 6,5$ eine gute Lösung.

$$\frac{u}{u_H} = \left(\frac{y}{\delta_{99}} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (5.4)$$

Dies gilt in gleicher Weise für die Grenzschichtprofile der mit $K = -7,5 \cdot 10^{-7}$ verzögerten Hauptströmung nach Bild 5.13, wobei die absolute Geschwindigkeit $u_H(x)$ der Hauptströmung in Richtung x entlang der ebenen Wand hier stärker abnimmt.

Es ergeben sich die bezogenen Grenzschichtparameter der geschwächten turbulenten Grenzschicht wie folgt:

$$\frac{\delta_1}{d} = \frac{2}{15} \frac{\delta_{99}}{d}, \quad \frac{\delta_2}{d} = \frac{26}{255} \frac{\delta_{99}}{d}, \quad \frac{\delta_3}{d} = \frac{52}{285} \frac{\delta_{99}}{d} \quad (5.5)$$

Die entsprechenden Herleitungen sind im Anhang A.2 mit den Gln. A.5-A.7 wiedergegeben, wobei in diesem Fall $n = 6,5$ zu setzen ist.

Die Formparameter der geschwächten turbulenten Grenzschichten ergeben sich zu:

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{17}{13}, \quad H_{32} = \frac{\delta_3}{\delta_2} = \frac{34}{19} \quad (5.6)$$

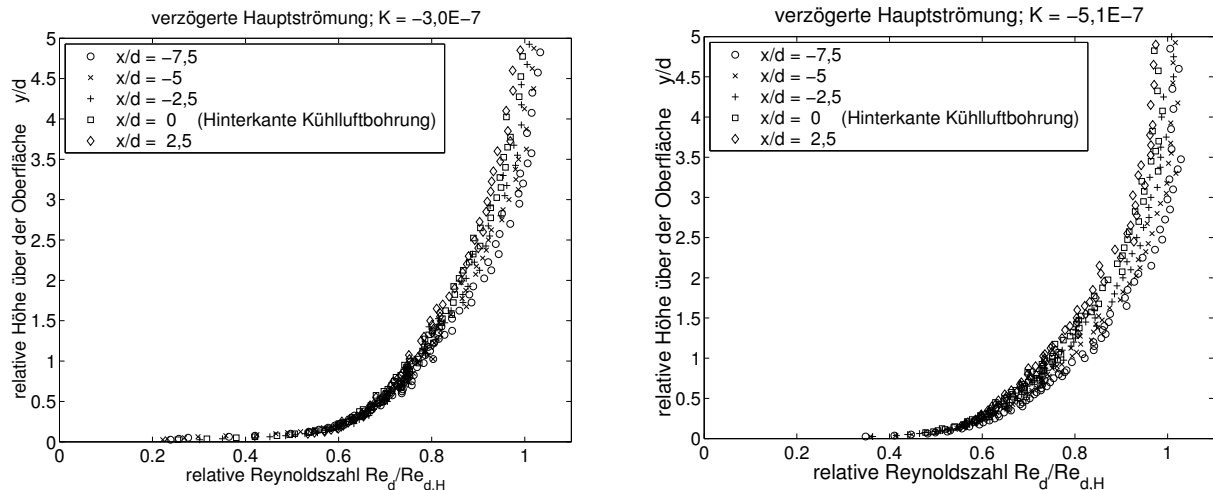


Bild 5.14: Geschwächte turbulente Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung bei $Re_{d,H} = 7800$

$Re_{d,H}$ /[-]	δ_{99}/d /[-]	δ_1/d /[-]	δ_2/d /[-]	δ_3/d /[-]	H_{12} /[-]	H_{32} /[-]	Bemerkung zu δ_{99}
5200	3,5	0,467	0,357	0,639	1,31	1,79	Messung
7800	3,25	0,433	0,331	0,593	1,31	1,79	Messung
10400	3	0,4	0,306	0,547	1,31	1,79	Abschätzung

Tabelle 5.3: Parameter der Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung bei geschwächter turbulenter Grenzschicht

Die Untersuchung der Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 7800$ ergibt eine Grenzschichtdicke von $\delta_{99} = 3,25 \cdot d$, siehe Bild 5.14. Mit der Annahme, dass die Grenzschichtdicke δ_{99} bei turbulenter Grenzschicht an der ebenen Wand sich proportional zu $Re^{-\frac{1}{5}}$ verhält, siehe Krause [93], kann für die Reynoldszahl

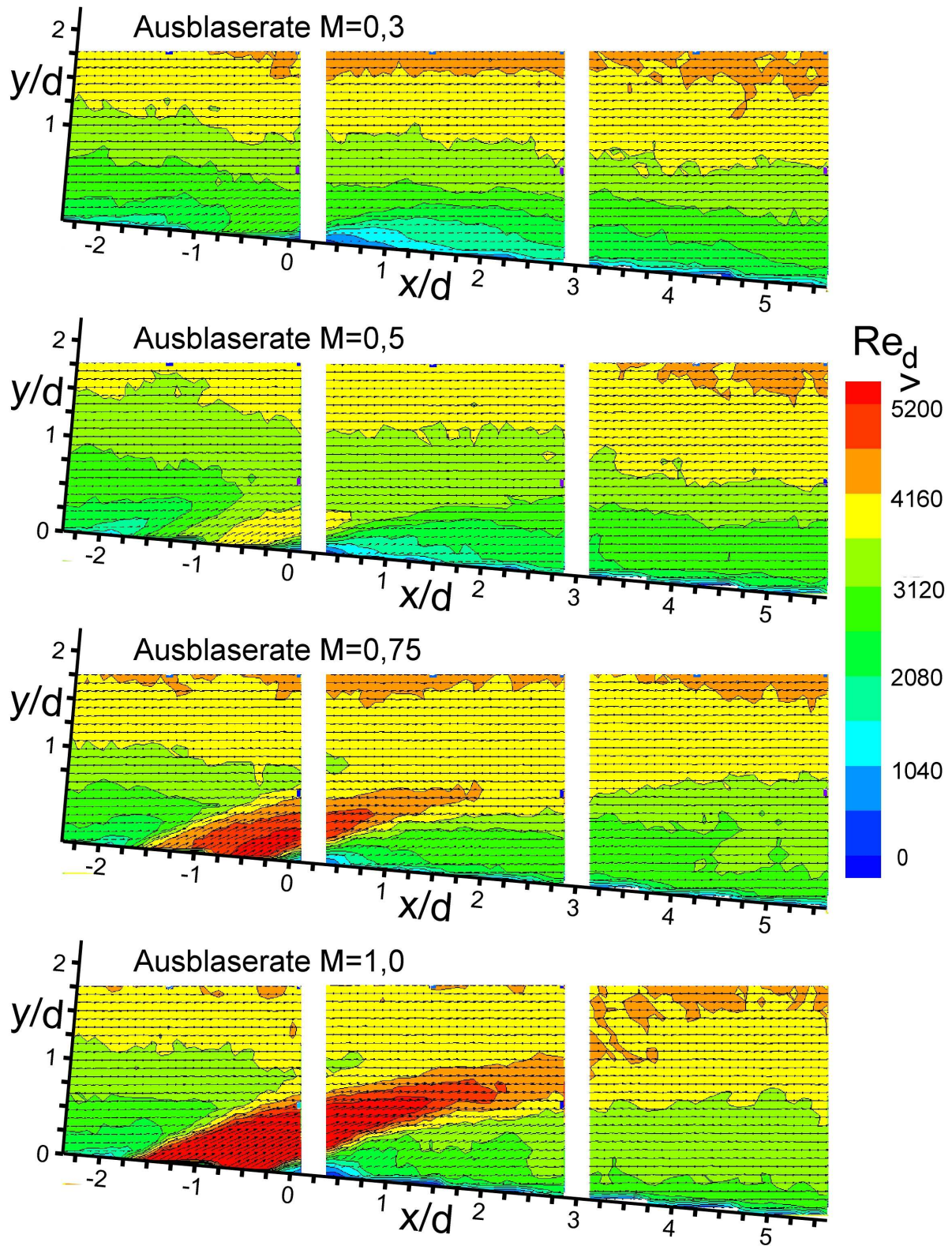


Bild 5.15: 2D-PIV: Reynoldszahl Re_d im Mittelschnitt der Kühlluftbohrung mit der Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ bei geschwächter turbulenter Grenzschicht; Kühlluftausblasung mit verschiedenen Ausblaseraten M

$Re_{d,H} = 10400$ die Grenzschichtdicke $\delta_{99} = 3 \cdot d$ abgeschätzt werden. Tabelle 5.3 gibt die daraus resultierenden Parameter der geschwächten turbulenten Grenzschichten wieder.

Für die Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ werden die Strömungsfelder im Mittelschnitt der mittleren Bohrung der Kühlluftausblasung für die Ausblaseraten $M = 0, 3, 0, 5, 0, 75$ und 1 untersucht. Bild 5.15 gibt die Ergebnisse der 2D-Laser PIV Messungen wieder. Die 2-Laser PIV Untersuchungen werden jeweils in drei Gebieten im Bereich der Kühlluftausblasung durchgeführt, wie bereits in Kapitel 5.1.1 beschrieben. Die Untersuchungen werden für die verzögerten Hauptströmungen mit dem Beschleunigungsfaktor $K = -4,6 \cdot 10^{-7}$, $K = -6,2 \cdot 10^{-7}$ und $K = -7,5 \cdot 10^{-7}$ durchgeführt, siehe Bild 5.16.

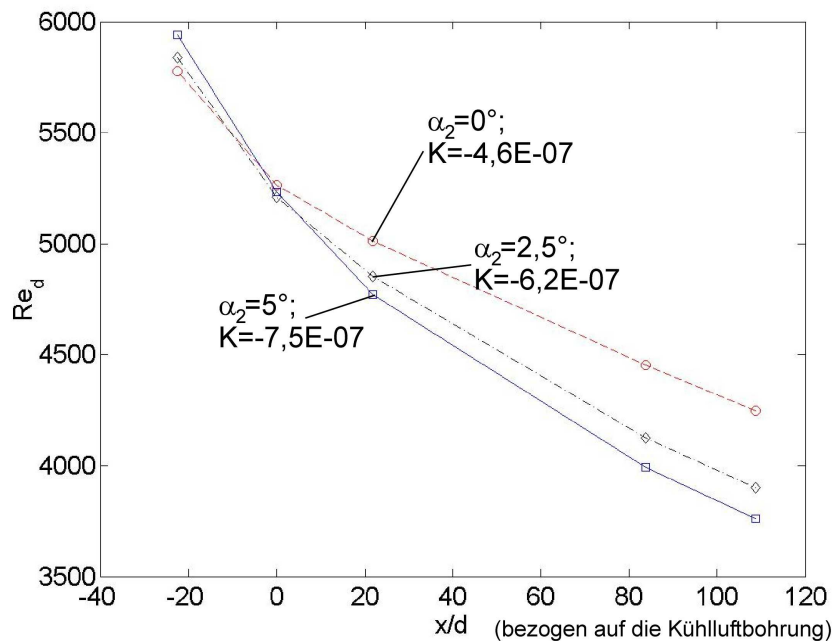


Bild 5.16: Geschwindigkeitsverlauf und Beschleunigungsfaktor K im ebenen Diffusor ($\alpha_1 = 5^\circ$) bei verzögerter Hauptströmung mit geschwächtem turbulenten Grenzschichtprofil für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$

Die 2D-Laser PIV Messungen ergeben für die drei verzögerten Hauptströmungen die gleichen Strömungsbilder. Sie entsprechen den Darstellungen aus Bild 5.15, d.h. die Strömungsverhältnisse innerhalb der geschwächten turbulenten Grenzschichten sind auch hier, wie bereits in Kapitel 5.1.1 beschrieben, unabhängig von der Verzögerung der Hauptströmung.

Die Geschwindigkeiten der in Bild 5.15 dargestellten Strömungsgrenzschichten entsprechen stromauf der Kühlluftausblasung ($\frac{x}{d} < -2$) den Grenzschichtprofilen ohne Kühlluftausblasung, siehe Bild 5.13. Mit der Kühlluftausblasung wird auch hier der Hauptströmung Energie zugeführt. Die für die ausgeprägt turbulente Grenzschichtströmung in Kapitel 5.1.1 nachgewiesene Erhöhung der Geschwindigkeit am Grenzschichtrand $y = \delta_{99}$ infolge Kühlluftausblasung, siehe Bild 5.4, kann in Bild 5.15 nicht erkannt werden, da hier der Grenzschichtrand mit $\delta_{99} = 3,5 \cdot d$ außerhalb des untersuchten Bereiches liegt. Eine Veränderung des Strömungsfeldes infolge Kühlluftausblasung in der Grenzschicht ist nur

für die höheren Ausblaseraten $M = 0,75$ und $M = 1$ mit einer Geschwindigkeitserhöhung zu verzeichnen. Die Kühlluftausblasung mit der Ausblaserate $M = 0,3$ ist im Strömungsfeld im Bereich des Kühlluftaustrittes ($\frac{x}{d} \simeq -0,8$) kaum zu identifizieren. Lediglich die stark herabgesetzte Strömungsgeschwindigkeit an der Wand für $\frac{x}{d} > 0$ weist auf die Kühlluftausblasung mit geringer Geschwindigkeit hin. Mit zunehmender Ausblaserate M ist die Strahltrajektorie der Kühlluftausblasung mit einer erhöhten Geschwindigkeit im Bereich der Kühlluftausblasung zunehmend besser zu erkennen.

Auch bei der geschwächten turbulenten Grenzschicht ($\alpha_1 = 5^\circ$) werden Untersuchungen durchgeführt, inwiefern eine Veränderung der Verzögerung der Hauptströmung Einfluss auf die adiabate Filmkühleffektivität nimmt. Wie in Kapitel 5.1.1 werden Versuche für die Ausblaseraten $M = 0,3, 0,5, 0,75$ und 1 durchgeführt, und es werden die Hauptstrom-Reynoldszahlen $Re_{d,H} = 5200, 7800$ und 10400 eingestellt. Es werden die Beschleunigungsfaktoren K durch das Einstellen der Gegenplatte auf die Anstellwinkel $\alpha_2 = 0^\circ, 2,5^\circ$ und 5° variiert. Tabelle 5.4 gibt die Versuchsmatrix zu den durchgeführten Untersuchungen wieder.

K	$\alpha_2 = 0^\circ$	$\alpha_2 = 2,5^\circ$	$\alpha_2 = 5^\circ$
$Re_{d,H} = 5200$	$-4,6 \cdot 10^{-7}$	$-6,2 \cdot 10^{-7}$	$-7,5 \cdot 10^{-7}$
$Re_{d,H} = 7800$	$-3,0 \cdot 10^{-7}$	$-4,2 \cdot 10^{-7}$	$-5,1 \cdot 10^{-7}$
$Re_{d,H} = 10400$	$-2,3 \cdot 10^{-7}$	$-3,2 \cdot 10^{-7}$	$-3,9 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 5.4: Versuchsmatrix der eingestellten Beschleunigungsfaktoren K und Reynoldszahlen $Re_{d,H}$ zur Untersuchung der Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung bei geschwächter turbulenter Grenzschicht; $\alpha_1 = 5^\circ$

Untersucht wird die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} im Nachlauf der mittleren Kühlluftbohrung der in Kapitel 4.4 vorgestellten Kühlluftausblasung. Zur Ermittlung der adiabaten Filmkühleffektivität wird die Ammoniak-Diazo-Messtechnik nach Kapitel 3.1.2 eingesetzt. Bild 5.17 gibt die Ergebnisse für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ wieder. Bild 5.17 gibt sehr gut die Abhängigkeit der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} von der Ausblaserate M wieder. Bei der Ausblaserate von $M = 0,3$ liegt das Maximum der adiabaten Filmkühleffektivität $\eta_{ad,max}$ unmittelbar hinter der Kühlluftbohrung, während es sich bei der Ausblaserate $M = 0,5$ bereits weiter stromab der Kühlluftbohrung befindet. Bei den Ausblaseraten $M = 0,75$ und $M = 1,0$ liegt das Maximum der adiabaten Filmkühleffektivität $\eta_{ad,max}$ entsprechend weiter stromab der Kühlluftbohrung. Der Maximalwert der adiabaten Filmkühleffektivität nimmt im Nachlauf der Kühlluftbohrung mit zunehmender Ausblaserate M ab. Dies gilt hinter der Kühlluftbohrung sowohl für die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} entlang der Mittellinie, wie auch für die lateral gemittelte adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$.

Mit der Zunahme der Ausblaserate M steigt der Austrittsimpuls I der Kühlluft. Der Kühlluftstrahl hebt von der Oberfläche ab und wird von der Hauptströmung unterspült. Dennoch wird der Kühlluftstrahl auch bei erhöhter Ausblaserate M in der Grenzschicht der Hauptströmung zur Oberfläche hin umgelenkt, sodass ein Teil der Kühlluft weiter stromab auf die Oberfläche trifft.

Eine Abhängigkeit der Verteilung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} vom Beschleunigungsfaktor kann für die Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ im Bereich der

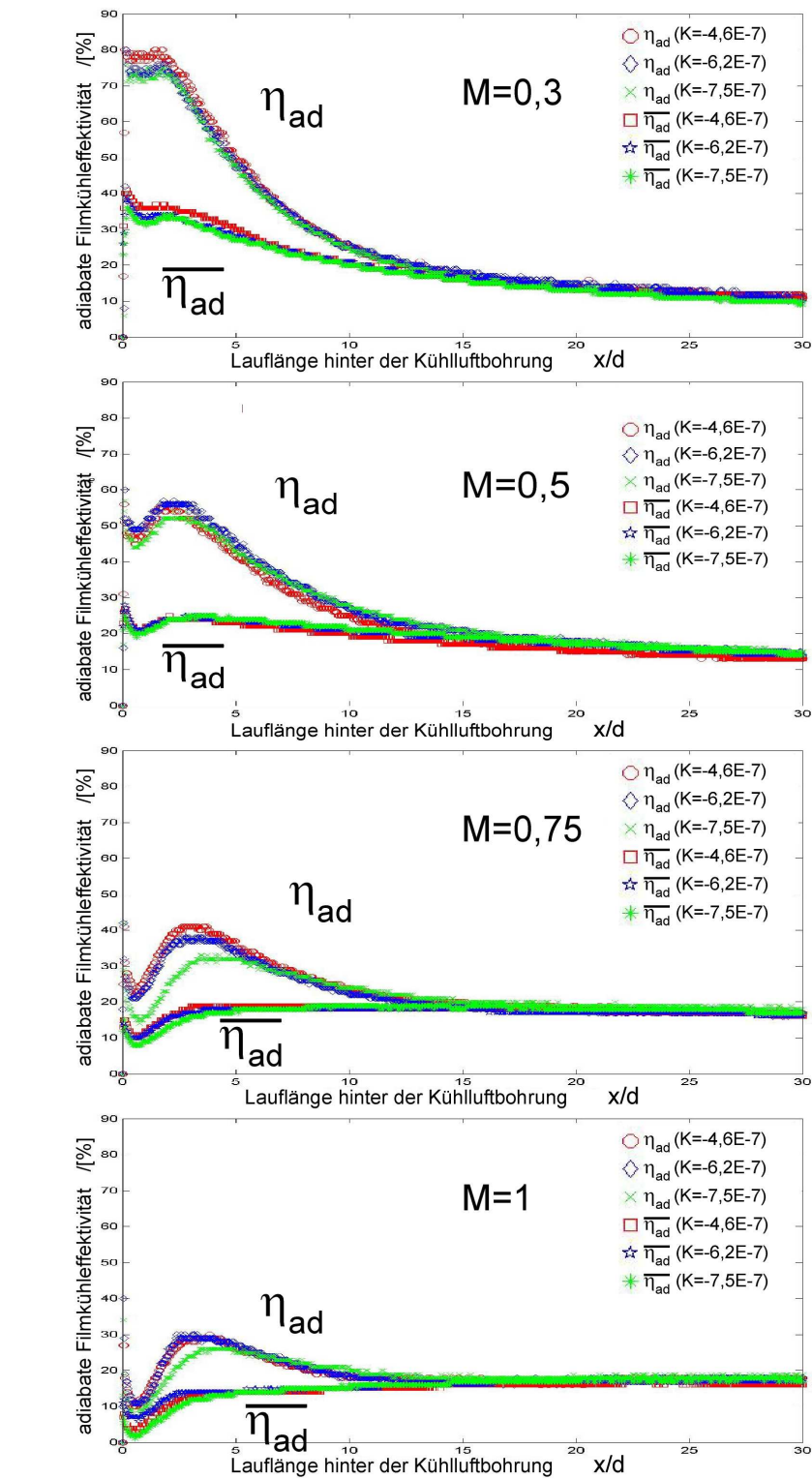


Bild 5.17: Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt bei verzögerter Hauptströmung und geschwächter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 5200$

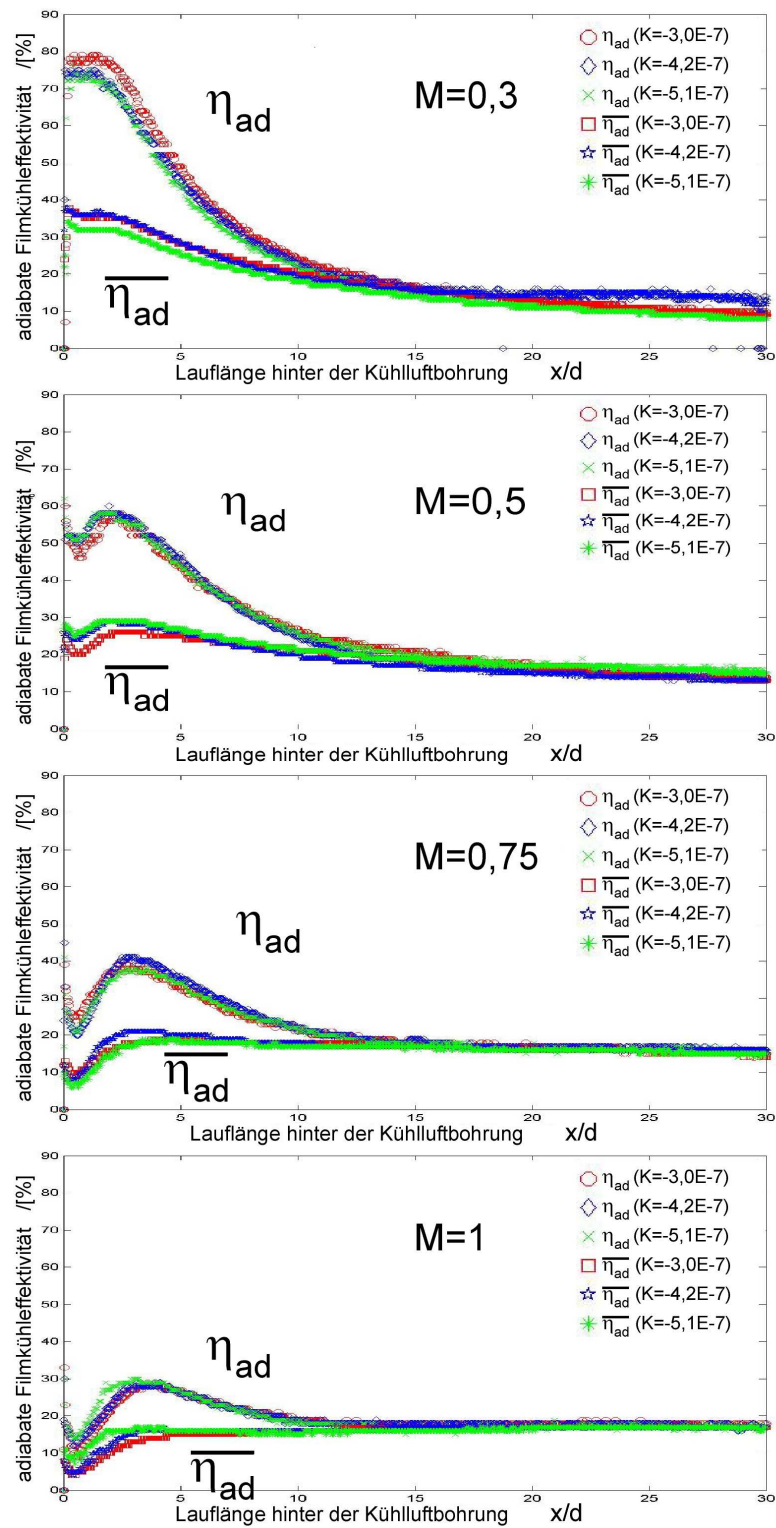


Bild 5.18: Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt bei verzögerter Hauptströmung und geschwächter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 7800$

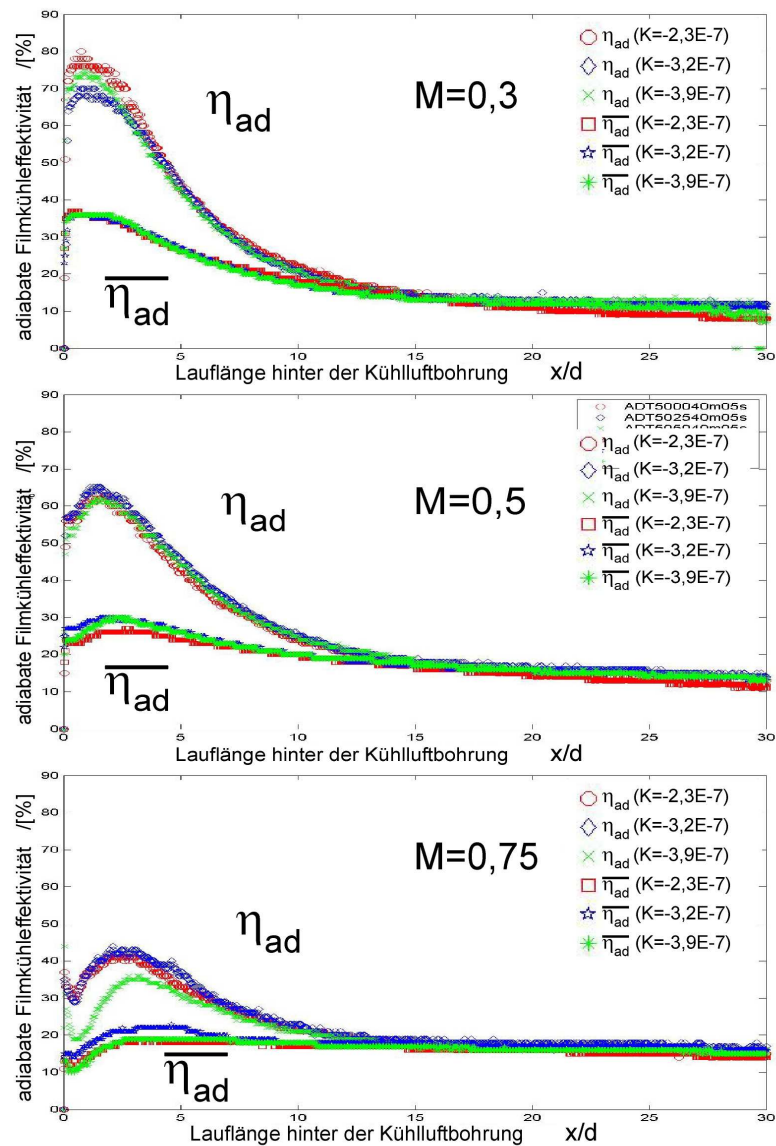


Bild 5.19: Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt bei verzögerter Hauptströmung und geschwächter turbulenter Grenzschicht mit $Re_{d,H} = 10400$

verzögerten Hauptströmung für Werte von $K = -4,6 \cdot 10^{-7}$ bis $-7,5 \cdot 10^{-7}$ nicht erkannt werden. Die Absolutwerte der adiabaten Filmkühleffektivitäten in Bild 5.17 sind weitestgehend unabhängig von der anliegenden Verzögerung der Hauptströmung. Bei der Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 7800$ wird im Bereich der verzögerten Hauptströmung für Werte von $K = 3,0 \cdot 10^{-7}$ bis $-5,1 \cdot 10^{-7}$ in gleicher Weise eine Unabhängigkeit der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} von der Verzögerung nachgewiesen, siehe Messergebnisse in Bild 5.18. Gleiches gilt bei der Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 10400$ für Werte von $K = -2,3 \cdot 10^{-7}$ bis $-3,9 \cdot 10^{-7}$, wie die Messergebnisse in Bild 5.19 zeigen.

Abweichende Messungen, wie z.B. in Bild 5.17 der Verlauf der adiabaten Filmkühleffektivität $\eta_{ad}(K = -6,2 \cdot 10^{-7})$ bei der Ausblaserate $M = 0,75$ oder in Bild 5.19 der Verlauf der adiabaten Filmkühleffektivität $\eta_{ad}(K = -3,9 \cdot 10^{-7})$ bei der Ausblaserate $M = 0,75$, sind auf Fehlmessungen zurückzuführen. Bei den genannten Untersuchungen ist das Modell des ebenen Plattendiffusers symmetrisch, sodass die in Kapitel 4.2.2 beschriebenen Fehlerquellen auftreten können.

5.1.3 Einfluss der Grenzschichtdicke auf die adiabate Filmkühleffektivität

Der Vergleich der ausgeprägten turbulenten Grenzschichten aus Kapitel 5.1.1 und der geschwächten turbulenten Grenzschichten aus Kapitel 5.1.2 zeigen, dass die Grenzschichtprofile bezüglich der Formparameter H_{12} und H_{32} einander ähnlich sind. Es handelt sich um anliegende Strömungen mit stabiler turbulenter Grenzschicht, erkennbar an dem Formparameter H_{12} . Dieser Wert liegt für stabile turbulente Grenzschichten charakteristischer Weise um $H_{12} \approx 1,4$. Bei turbulenten Grenzschichten liegt dieser Formparameter im Fall der Strömungsablösung bei $H_{12} > 2$, siehe Fiedler [43].

$\alpha_2 = 0^\circ$	δ_{99}/d ($Re_{d,H}=5200$)	δ_{99}/d ($Re_{d,H}=7800$)	δ_{99}/d ($Re_{d,H}=10400$)	H_{12}	H_{32}	Bemerkung zu δ_{99}
$\alpha_1 = 0^\circ$	1,4	1,3	1,2	1,29	1,8	s. Kapitel 5.1.1
$\alpha_1 = 5^\circ$	3,5	3,25	3,0	1,31	1,79	s. Kapitel 5.1.2
$\alpha_1 = 7^\circ$	$> 3,5$	$> 3,25$	$> 3,0$	$\simeq 1,4$	$\simeq 1,8$	a. Plausibilität

Tabelle 5.5: Parameter der Grenzschichtprofile im Bereich der Kühlluftausblasung zur Untersuchung des Einflusses der Grenzschichtdicke

Bild 5.20 gibt einen Vergleich der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} für die Ausblaseraten $M = 0,3, 0,5, 0,75$ und $1,0$ bei verschiedenen Grenzschichtdicken δ_{99} für die Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$ nach Tabelle 5.5 wieder. Bei der geringen Ausblaserate $M = 0,3$ wird im Mittelschnitt hinter der Kühlluftbohrung für Grenzschichtdicken von bis zu $\delta_{99} = 3,5 \cdot d$ der gleiche Maximalwert $\eta_{ad} \simeq 80\%$ erreicht. Für die größere Grenzschichtdicke $\delta_{99} = 3,5 \cdot d$ fällt die adiabate Filmkühleffektivität nach ihrem Maximalwert allerdings ab $\frac{x}{d} > 3$ stärker ab als für die kleinere Grenzschichtdicke $\delta_{99} = 1,4 \cdot d$. Der Maximalwert der adiabaten Filmkühleffektivität $\eta_{ad,max}(\delta_{99} > 3,5d) = 65\%$ ist bei der Ausblaserate $M = 0,3$ wesentlich geringer als für die kleineren Grenzschichtdicken. Dagegen zeigt die Betrachtung der lateral gemittelten adiabaten Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ bei

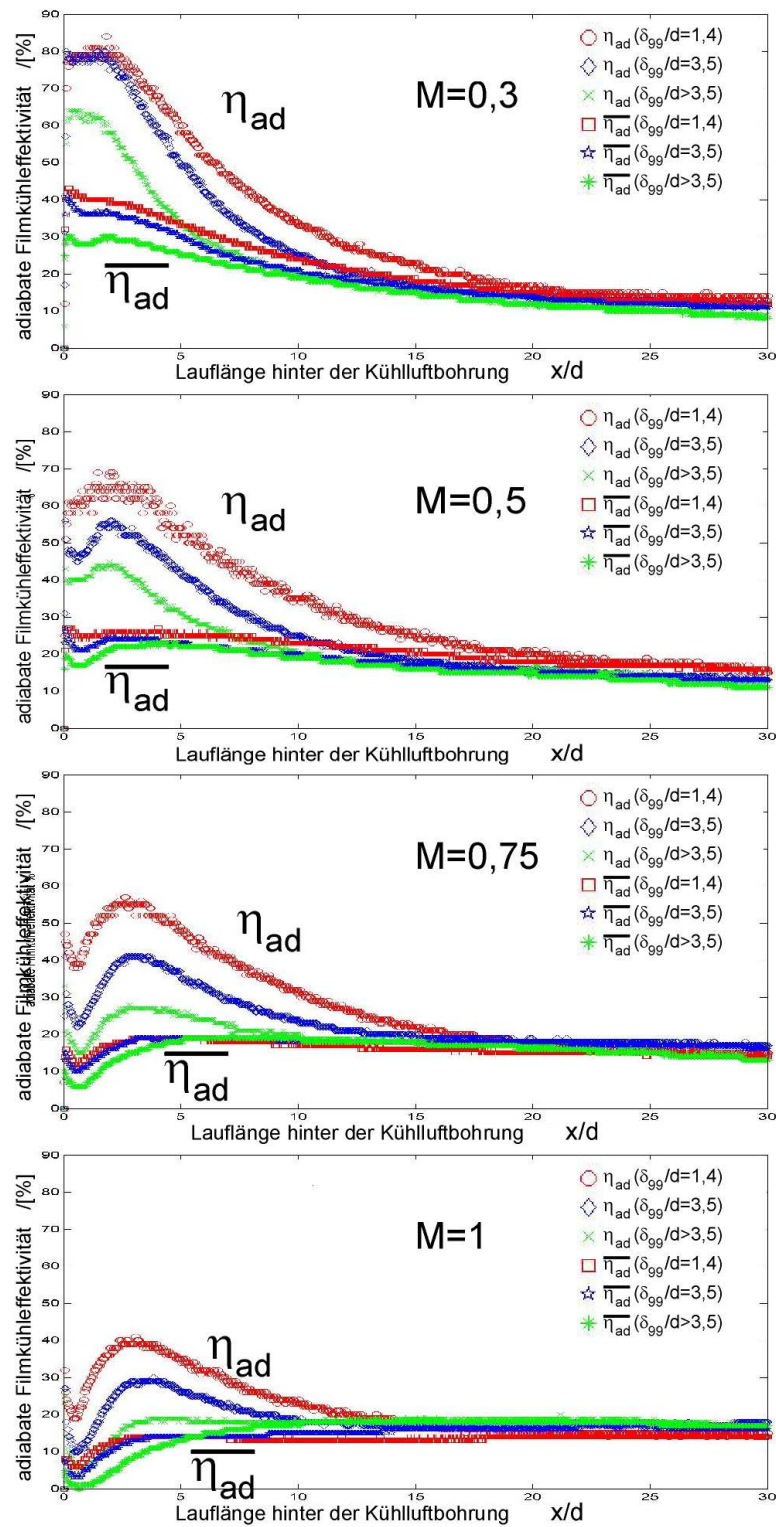


Bild 5.20: Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt; turbulente Grenzschichten bei $Re_{d,H} = 5200$

der Ausblaserate $M = 0,3$ eine grundsätzliche Abhängigkeit von der Grenzschichtdicke δ_{99} . Während die lateral gemittelte adiabate Filmkühleffektivität hinter der Kühlluftbohrung bei $\eta_{ad}(\delta_{99} = 1,4 \cdot d) = 40\%$ liegt, ist sie für die Grenzschichtdicke $\delta_{99} = 3,5 \cdot d$ bereits um den Wert 4% geringer. Für die Grenzschichtdicke $\delta_{99} > 3,5 \cdot d$ ist die lateral gemittelte adiabate Filmkühleffektivität hinter der Kühlluftbohrung in diesem Fall sogar um den Wert 10% geringer, als bei der Grenzschichtdicke $\delta_{99} = 1,4 \cdot d$.

Diese Untersuchungen zeigen für die turbulente Grenzschicht, dass mit einer kleinen Ausblaserate auch bei relativ großen Grenzschichtdicken $\delta_{99} > d$ lokal hohe adiabate Filmkühleffektivitäten $\eta_{ad,max}$ erreicht werden können. Dies ist dann der Fall, wenn auch bei größeren Grenzschichtdicken der Kühlluftstrahl bei der Ausblasung nicht von der Oberfläche abhebt. Lateral auf die gesamte Oberfläche bezogen wird die adiabate Filmkühleffektivität bei der Ausblasung aus einer Reihe von Kühlluftbohrungen allerdings grundsätzlich geringer, wenn die Grenzschichtdicke δ_{99} der turbulenten Grenzschicht zunimmt.

Bei den größeren Ausblaseraten $M = 0,5, 0,75$ und $1,0$ zeigt Bild 5.20 für die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} im Mittelschnitt hinter der Kühlluftbohrung eine klare Abhängigkeit von der Grenzschichtdicke δ_{99} . Bei höheren Ausblaseraten hebt der Kühlluftstrahl von der Oberfläche ab. Eine Vergrößerung der Grenzschichtdicke δ_{99} bewirkt, dass ein geringerer Anteil der ausgeblasenen Kühlluft zur Oberfläche gelangt. Die adiabate Filmkühleffektivität sinkt also mit zunehmender Grenzschichtdicke δ_{99} der turbulenten Grenzschicht.

Die Messergebnisse für die Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 7800$ in Bild 5.21 und für die Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H} = 10400$ in Bild 5.22 bestätigen diese Beobachtungen auch für die Kühlluftausblasung in turbulente Grenzschichten bei höherer Hauptstrom-Reynoldszahl $Re_{d,H}$.

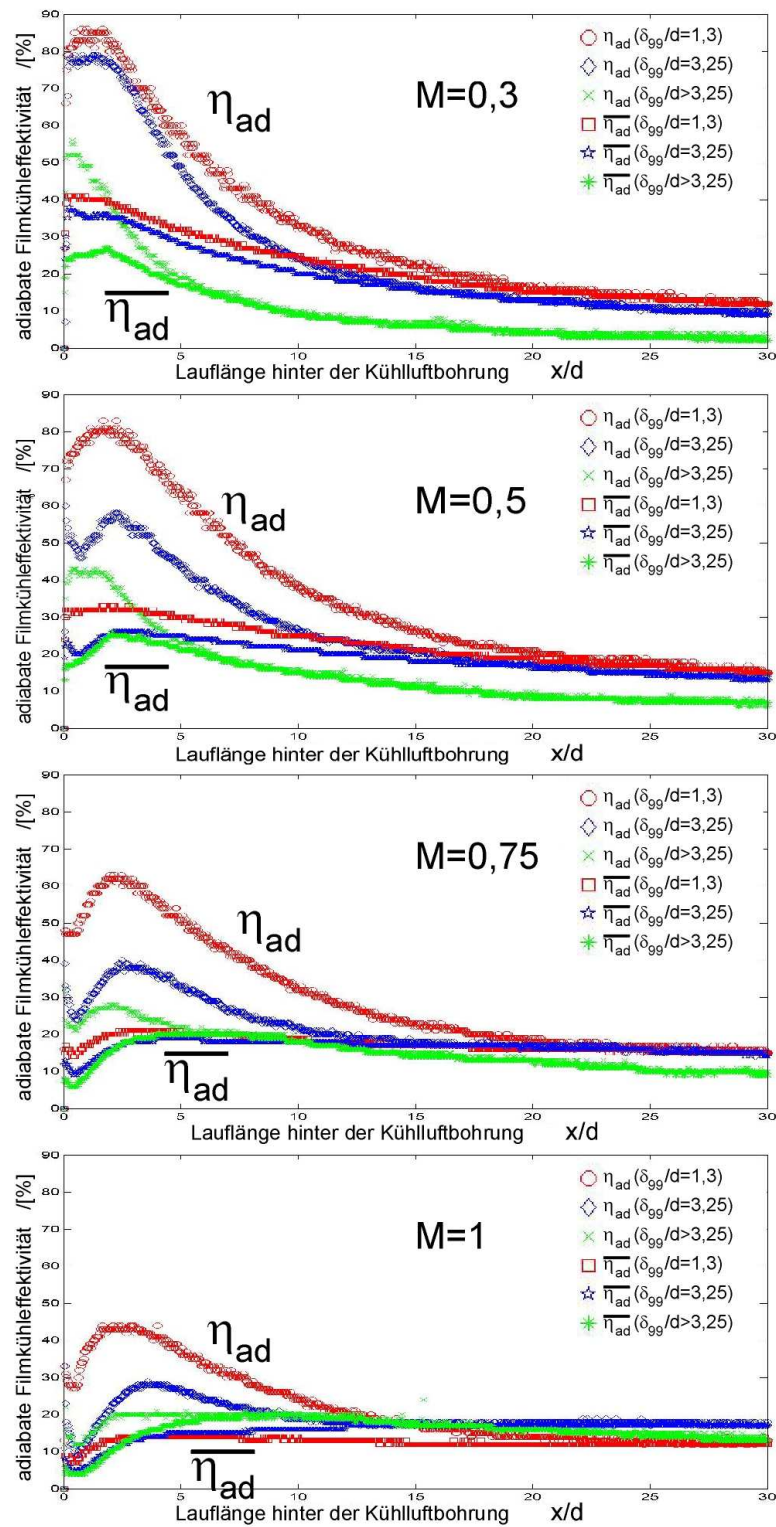


Bild 5.21: Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt; turbulente Grenzschichten bei $Re_{d,H} = 7800$

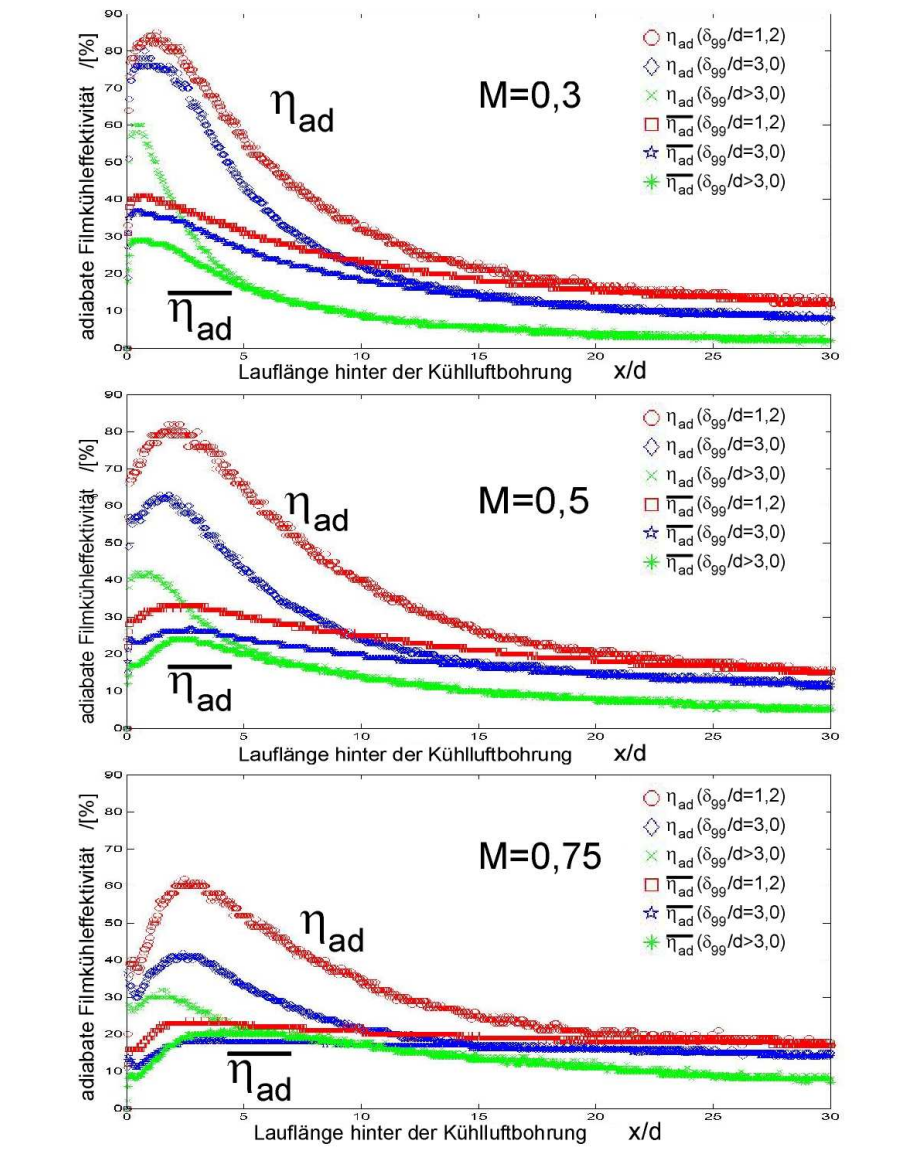


Bild 5.22: Adiabate Filmkühleffektivitäten η_{ad} entlang der Mittellinie und $\overline{\eta_{ad}}$ lateral gemittelt; turbulente Grenzschichten bei $Re_{d,H} = 10400$

5.2 Filmkühlung bei lokaler Strömungsablösung

Zur Untersuchung der Filmkühlung bei lokaler Strömungsablösung werden Versuche entsprechend dem in Kapitel 4.2.3 entwickelten Modell im ebenen Halbdiffusor durchgeführt. Der Anstellwinkel der Gegenplatte wird immer konstant gehalten mit $\alpha_2 = 0^\circ$. Der Anstellwinkel α_1 der instrumentierten ebenen Platte wird zwischen den Werten 0° , $2,5^\circ$, 3° , $3,5^\circ$, 5° , $4,5^\circ$, 5° und 6° variiert. Die Position der Kühlluftausblasung befindet sich bei $l_x/D = 1,625$ hinter der Vorderkante der instrumentierten Platte. Dies lässt entsprechend der Darstellung in Bild 4.15 eine lokale Strömungsablösung erzeugen, deren Wiederanlegepunkt sich vor, auf oder hinter der Position der Bohrungsreihe zur Kühlluftausblasung befindet.

In den Abbildungen der Bilder 5.23 und 5.24 werden für die Anstellwinkel $\alpha_1 = 2,5^\circ$ bis $\alpha_1 = 7^\circ$ die zeitgemittelten Messergebnisse der 2D-PIV-Untersuchungen ohne Kühlluftausblasung wiedergegeben. Die Messebene liegt im Mittelschnitt der ebenen instrumentierten Platte im Bereich der mittleren von elf Kühlluftbohrungen. Die Reynoldszahl der freien Hauptströmung im Bereich der Kühlluftbohrungen ist während der Messungen $Re_{d,H} = 5200$. Dies entspricht dem Wert der Reynoldszahl, der im druckseitigen Vorderkantenbereich filmgekühlter Laufschaufeln moderner Hochdruckturbinenstufen auftritt. Mittels der 2D-Laser-PIV-Untersuchungen werden die Positionen des Wiederanlegens der lokalen Strömungsablösungen ermittelt. Tabelle 5.6 gibt für die Strömungsfelder in Abhängigkeit des eingestellten Winkels α_1 den bezogenen Abstand x_{AW}/d zwischen der Hinterkante der Kühlluftbohrung und dem Wiederanlegen der lokalen Strömungsablösung wieder. Für den Anstellwinkel $\alpha_1 = 0^\circ$ wird Untersuchungen von Kottke u.a. [95] folgend ein unmittelbares Wiederanlegen der lokalen Strömungsablösung am Übergang der kreisrunden Vorderkante zur ebenen Platte angenommen, sodass sich hier die Wiederanlegeposition zu $x_{WA}/d \approx -11$ ergibt. Die Ausdehnung der lokalen Strömungsablösung ist in diesem Fall derart gering und liegt so weit stromauf der Position der Kühlluftausblasung, dass dieser Fall im Folgenden als der Fall ohne lokale Strömungsablösung bezeichnet wird.

$Re_{d,H}=5200$	$\alpha_1 = 0^\circ$	$\alpha_1 = 2,5^\circ$	$\alpha_1 = 3^\circ$	$\alpha_1 = 3,5^\circ$
x_{WA}/d	-11	-4,9	-4,4	-2,4
$Re_{d,H}=5200$	$\alpha_1 = 4^\circ$	$\alpha_1 = 4,5^\circ$	$\alpha_1 = 5^\circ$	$\alpha_1 = 6^\circ$
x_{WA}/d	1,6	5,4	14,4	30

Tabelle 5.6: Wiederanlegepositionen der lokalen Strömungsablösung in Bezug auf die Hinterkante der Kühlluftbohrung für den Fall ohne Kühlluftausblasung ($M = 0$)

Die Strömung löst jeweils an der runden Vorderkante kurz vor dem Übergang zur ebenen Platte ab. Die Ablösepositionen liegen daher bei den betrachteten lokalen Strömungsablösungen bei $x_{AA}/d \approx -13$. Untersuchungen von Biesold [20] bestätigen diese Werte zur lokalen Strömungsablösung mit Ölanstrichversuchen. Für das Verhältnis von Länge zu Höhe der lokalen Strömungsablösungen lässt sich aus den 2D-Laser-PIV-Untersuchungen der Werte $l_A/h_A \approx 3,5$ ableiten.

Es werden Versuche mit den Ausblaseraten $M = 0,5$, $1,0$ und $1,5$ durchgeführt. In Bild 5.25 werden die Messergebnisse zur lateral gemittelten adiabaten Filmkühleffek-

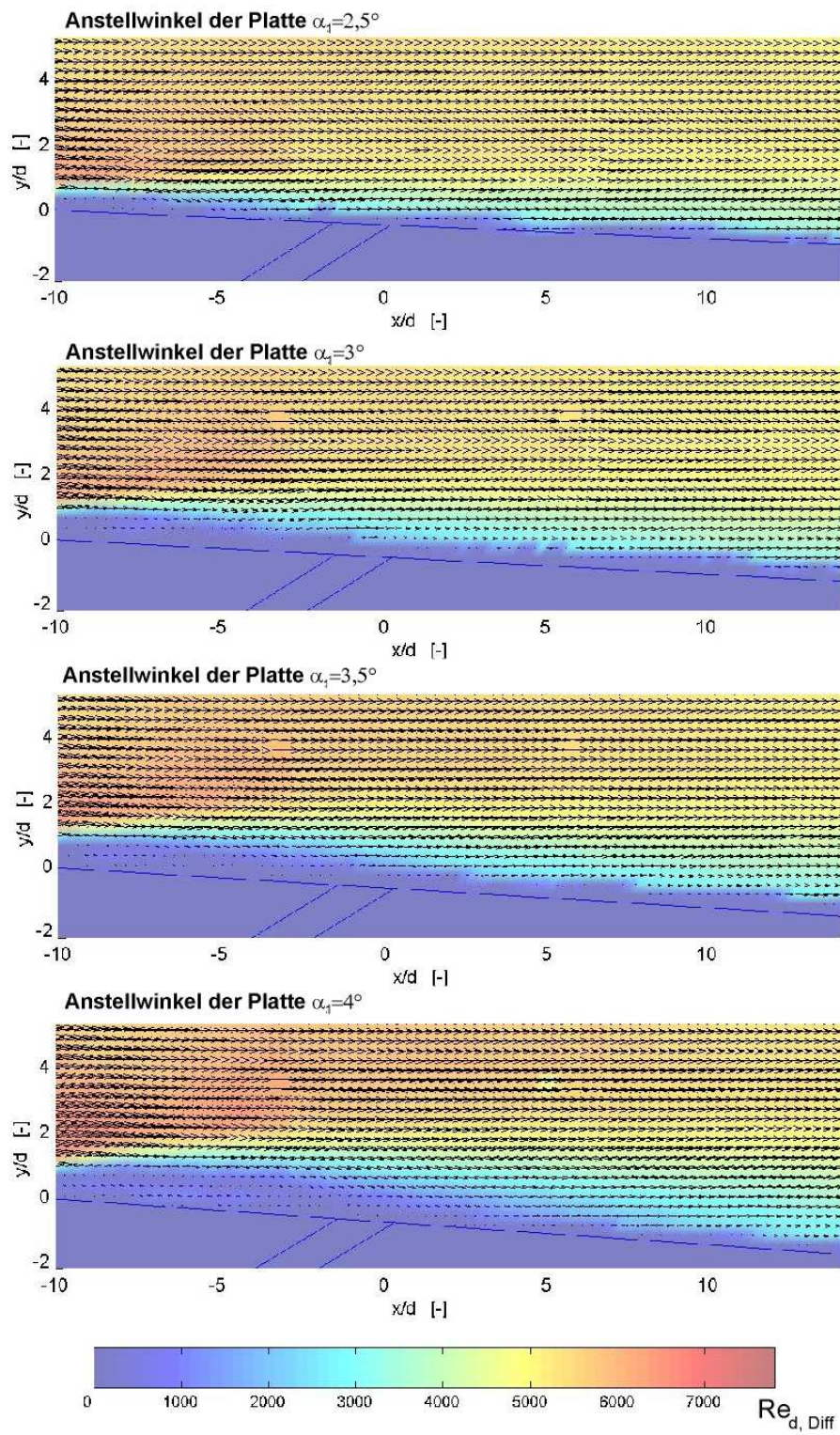


Bild 5.23: Strömungsablösung an der ebenen Platte; 2D-Laser-PIV-Messungen im Bereich der mittleren Kühlluftbohrung ohne Kühlluftausblasung ($M = 0$), $Re_{d,H} = 5200$

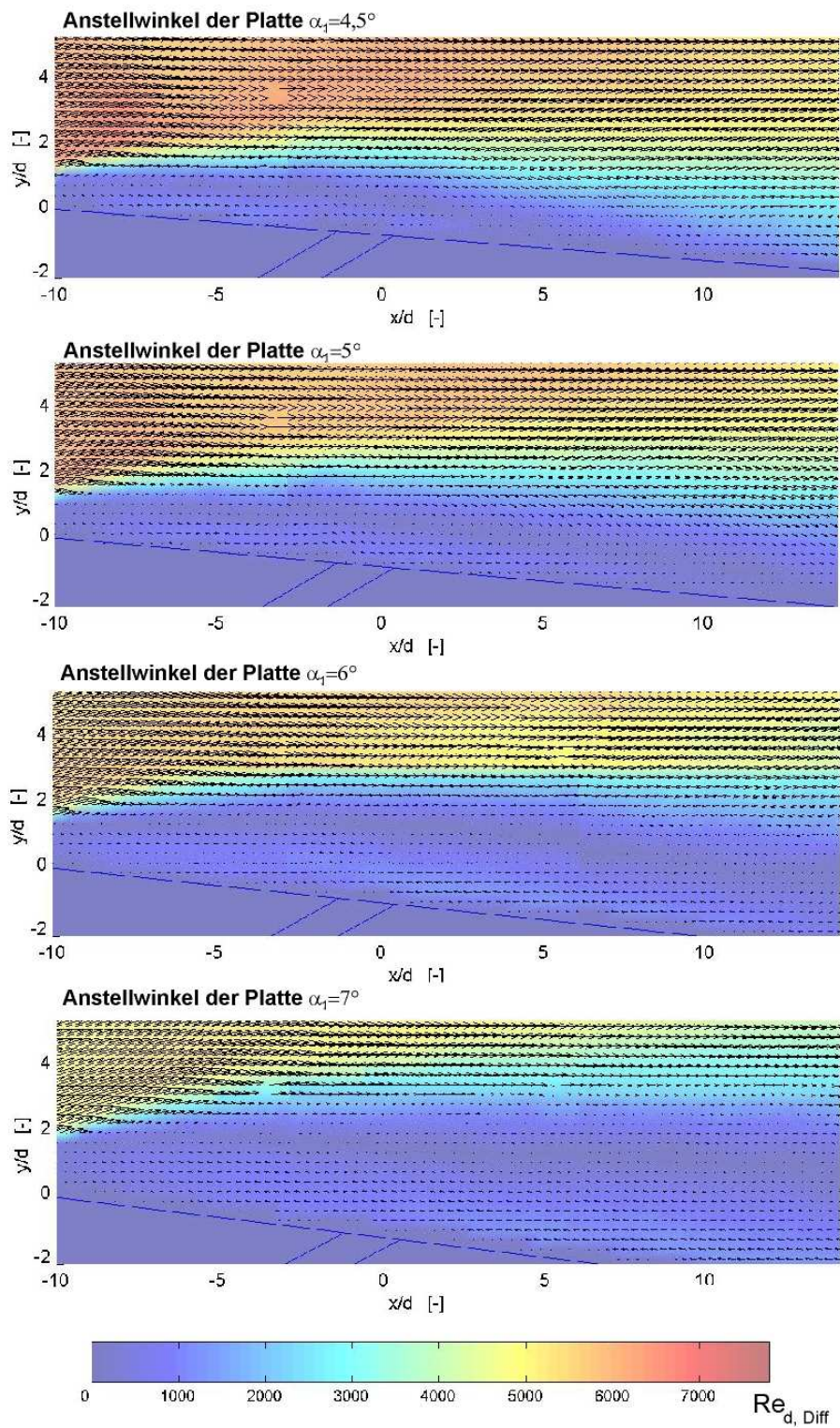


Bild 5.24: Strömungsablösung an der ebenen Platte; 2D-Laser-PIV-Messungen im Bereich der mittleren Kühlluftbohrung ohne Kühlluftausblasung ($M = 0$), $Re_{d,H} = 5200$

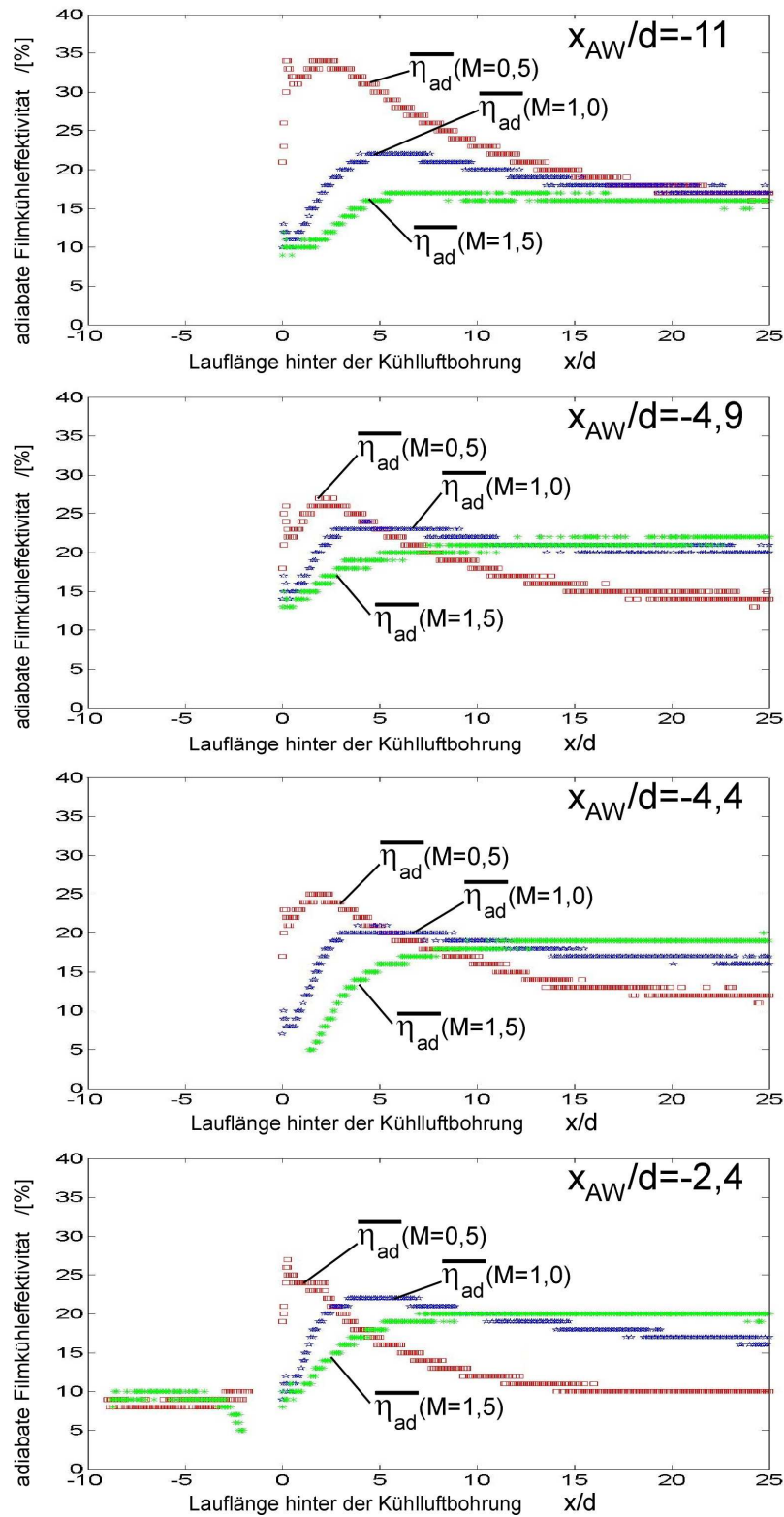


Bild 5.25: Adiabate Filmkühleffektivitäten ohne bzw. mit lokaler Strömungsablösung bei $Re_{d,H} = 5200$ mit Wiederanlegen vor der Kühlluftausblasung nach Tabelle 5.6 (Details der Messungen können den Bildern B.16- B.19 im Anhang entnommen werden)

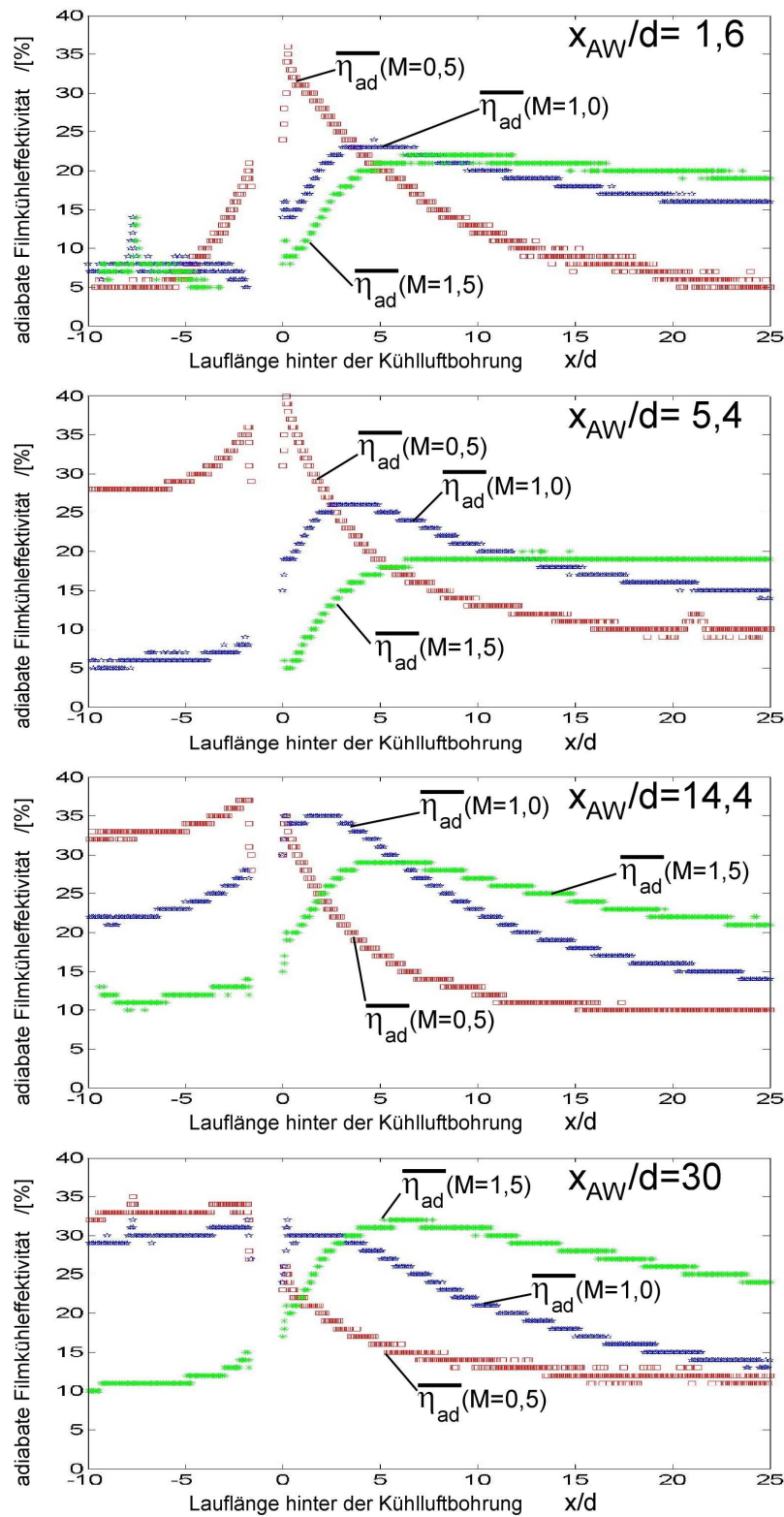


Bild 5.26: Adiabate Filmkühleffektivitäten bei lokaler Strömungsablösung bei $Re_{d,H} = 5200$ mit Wiederaanlegen bei bzw. hinter der Kühlluftausblasung nach Tabelle 5.6 (Details der Messungen können den Bildern B.20- B.23 im Anhang entnommen werden)

tivität $\overline{\eta_{ad}}$ ohne lokale Strömungsablösung bzw. bei dem Wiederanlegen der Strömung vor der Kühlluftausblasung dargestellt. Bei der niedrigen Ausblaserate $M = 0,5$ wird die mittlere adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ hinter der Kühlluftausblasung um so geringer, desto näher die Wiederanlegeposition x_{AW} an die Position der Kühlluftausblasung rückt. Hohe Ausblaseraten wie $M = 1,0$ und $M = 1,5$ zeigen dagegen für die Wirkung der Filmkühlung eine andere Tendenz. Die lateral gemittelte adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ liegt hinter der Kühlluftausblasung auf dem gleichen Niveau bzw. steigt geringfügig, je näher die Wiederanlegeposition x_{AW}/d an die Position der Ausblasebohrung rückt. Bild 5.27 gibt diese Tendenzen mittels der Betrachtung der flächengemittelten adiabaten Filmkühleffektivitäten $\overline{\eta_{ad}}$ im Nachlachlauf der Kühlluftausblasung wieder. Dabei stellt die flächengemittelte adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ den Mittelwert der lateral gemittelten adiabaten Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ über die Lauflänge von zehn Bohrungsdurchmessern d hinter der Kühlluftausblasung dar.

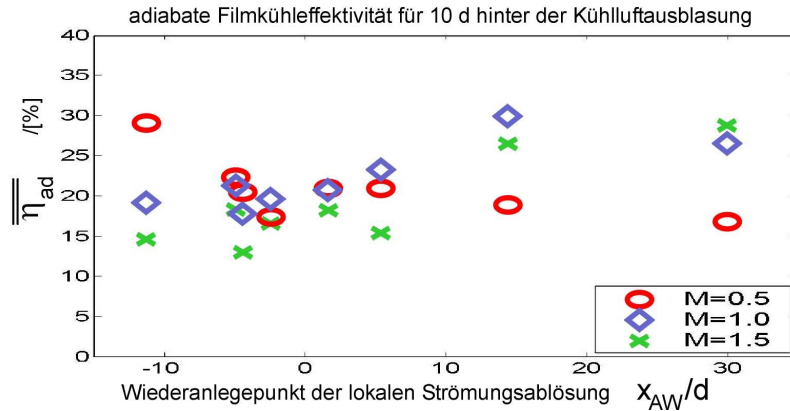


Bild 5.27: Flächengemittelte adiabate Filmkühleffektivitäten $\overline{\eta_{ad}}$ für die Lauflänge $10 \cdot d$ hinter der Kühlluftbohrung bei verschiedenen Wiederanlegepositionen lokaler Strömungsablösung mit $Re_{d,H} = 5200$

Der Grund für die beschriebenen Zusammenhänge erklärt sich dadurch, dass die Turbulenz im Bereich der Kühlluftausblasung zunimmt, je näher die Position des Wiederanlegens der lokalen Strömungsablösung an die Position der Kühlluftausblasung rückt. Die erhöhte Turbulenz erzeugt eine Erhöhung der turbulenten Ausmischvorgänge der Kühlluft im Heisgas. Ein Teil der Kühlluft wird infolge der Turbulenz der Hauptströmung quer zur Strömungsrichtung des Kühlluftstrahls transportiert. Mit Zunahme der Turbulenz im Bereich der Kühlluftausblasung steigt entsprechend der Anteil der Kühlluft, welcher quer zur Kühlluftströmung in der Hauptströmung ausmischt. Bei der geringen Ausblaserate von $M = 0,5$ liegt die Kühlluft nach der Ausblasung an der Oberfläche an. Infolge steigender Turbulenz wird Kühlluft von der Oberfläche zunehmend weg transportiert und die mittlere adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ sinkt, je näher die Wiederanlegeposition der lokalen Strömungsablösung an die Position der Kühlluftausblasung rückt. Bei den höheren Ausblaseraten $M = 1,0$ und $M = 1,5$ hebt die Kühlluft nach der Ausblasung von der Oberfläche ab und mischt in der Hauptströmung aus. Infolge steigender Turbulenz wird Kühlluft hier zunehmend zur Oberfläche hin transportiert und die mittlere adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ steigt, je näher die Wiederanlegeposition der lokalen Strömungs-

ablösung an die Position der Kühlluftausblasung rückt.

In Bild 5.26 werden die Messergebnisse zur lateral gemittelten adiabaten Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ mit dem Wiederaanlegen der Strömung im Bereich vor bzw. hinter der Position der Kühlluftausblasung dargestellt. Bei der niedrigen Ausblaserate $M = 0,5$ wird die mittlere adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ hinter der Kühlluftausblasung um so geringer, desto weiter die Wiederanlegeposition x_{AW} hinter der Position der Kühlluftausblasung liegt. Hohe Ausblaseraten wie $M = 1,0$ und $M = 1,5$ zeigen dagegen für die Wirkung der Filmkühlung auch hier eine andere Tendenz. Die lateral gemittelte adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ steigt hinter der Kühlluftausblasung, je weiter die bezogene Wiederanlegeposition x_{AW}/d hinter der Position der Ausblasebohrung liegt. Bild 5.27 zeigt für diese Fälle diese Tendenzen für die flächengemittelten adiabaten Filmkühleffektivitäten $\overline{\overline{\eta_{ad}}}$ im Nachlauf der Kühlluftausblasung.

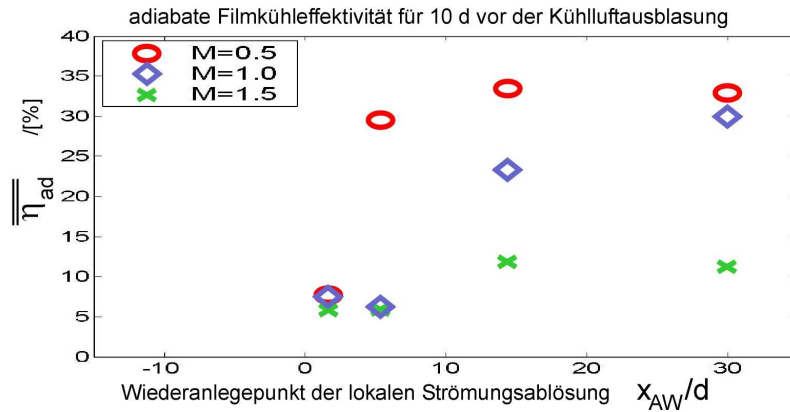


Bild 5.28: Flächengemittelte adiabate Filmkühleffektivitäten $\overline{\overline{\eta_{ad}}}$ für die Vorlaufänge $10 \cdot d$ vor der Kühlluftbohrung bei verschiedenen Wiederanlegepositionen lokaler Strömungsablösung mit $Re_{d,H} = 5200$

Im Vorderbereich der Kühlluftausblasung zeigt sich ein anderes Verhalten der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} , sobald die Wiederanlegeposition die Position der Kühlluftausblasung erreicht bzw. überschreitet. Bild 5.26 gibt für die Ausblaserate $M = 0,5$ ein starkes Ansteigen der lateral gemittelten adiabaten Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ wieder, sobald die Position des Wiederaanlegens hinter der Position der Kühlluftausblasung liegt. Mit weiterer Entfernung der Wiederanlegeposition steigt $\overline{\eta_{ad}}$ weiter an. Bei der Ausblaserate $M = 1,0$ ist hier ein langsames Ansteigen der lateral gemittelten adiabaten Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ mit zunehmender Entfernung der Wiederanlegeposition von der Position der Kühlluftausblasung zu verzeichnen. Ist die lokale Strömungsablösung auf die bezogene Wiederanlegeposition von $x_{AW}/d = 30$ angewachsen, so erreicht $\overline{\eta_{ad}}(M = 1,0)$ beinahe das hohe Niveau von $\overline{\eta_{ad}}(M = 0,5) \approx 35\%$. Im Falle der Ausblaserate von $M = 1,5$ ist auch dann, wenn die lokale Strömungsablösung über die Position der Kühlluftausblasung hinaus reicht, kaum eine Wirkung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} im Vorderbereich der Kühlluftausblasung zu verzeichnen. Die lateral gemittelte adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}(M = 1,5)$ erreicht im Bereich vor der Kühlluftausblasung maximal Werte um die 10%. Bild 5.28 gibt diese Tendenzen für die entsprechenden flächengemittelten adiabaten Filmkühleffektivitäten $\overline{\overline{\eta_{ad}}}$ im Vorlauf der Kühlluftausblasung wieder, wobei sich hier

die Werte aus der Mittelung der lateral gemittelten adiabaten Filmkühleffektivitäten $\overline{\eta_{ad}}$ entlang der Vorlaufänge von zehn Bohrungsdurchmessern d ergibt.

Die beschriebenen Beobachtungen beruhen darauf, dass sich das Strömungsverhalten der Hauptströmung im Bereich der Kühlluftausblasung umkehrt. Da die Kühlluftausblasung innerhalb der lokalen Strömungsablösung erfolgt, liegt im wandnahen Bereich im Mittel eine Strömungsrichtung vor, welche der Strömungsrichtung des Hauptströmungsfeldes entgegengerichtet ist.

Energiearm ausgeblasene Kühlluft mit der Ausblaserate $M = 0,5$ wird von der wandnahen Rückströmung der lokalen Strömungsablösung zum Großteil mittransportiert und bewirkt die Kühlung des Bereiches vor der Kühlluftausblasung mit entsprechend gesteigerter adiabater Filmkühleffektivität η_{ad} . Gleichzeitig kann demzufolge im Bereich hinter der Kühlluftausblasung kaum eine Kühlwirkung erzielt werden. Wächst die lokale Strömungsablösung an, d.h. die Wiederanlegeposition der lokalen Strömungsablösung x_{AW} entfernt sich weiter stromab von der Position der Kühlluftausblasung, so wird die Rückströmung im wandnahen Bereich der Kühlluftausblasung intensiviert; die Ausdehnung der Ablöseblase h_A normal zur Oberfläche wird größer, d.h. auch, dass die Ausdehnung des Rückströmgebietes normal zur Wand wächst.

Bei der Ausblaserate $M = 1,0$ ist der Kühlluftstrahl energiereicher und er tritt mit einem höheren Impuls gegenüber der Strömung im Ablösegebiet aus. Reicht die lokale Strömungsablösung gerade mal etwas über die Kühlluftausblasung hinaus, d.h. die Position des Wiederanlegens befindet sich kurz hinter der Position der Kühlluftausblasung, so kann die Rückströmung der lokalen Strömungsablösung die Kühlluft nicht nennenswert in den vor der Kühlluftausblasung gelegenen Bereich umlenken. Erst mit wachsendem Ablösegebiet und somit mit wachsender Rückströmung im Bereich der Kühlluftausblasung wird Kühlluft auch in den Bereich vor der Ausblasung transportiert. Ein Teil der Kühlluft kann die Rückströmung überwinden und geht in der oberflächenentfernteren Strömung der lokalen Ablösung auf. Die Kühlluft wird durch das Wirbelsystem der lokalen Strömungsablösung in den Bereich der Oberfläche befördert, der sich hinter der Position der Kühlluftausblasung befindet. Hier bewirkt sie eine entsprechende Kühlwirkung, was sich in dem Ansteigen der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} zeigt.

Bei der Ausblaserate $M = 1,5$ ist die Kühlluft derart energiereich und sie besitzt einen so hohen Austrittsimpuls gegenüber der Rückströmung der lokalen Ablösung, dass nur zu einem sehr geringen Teil Kühlluft in den vor der Ausblasung liegenden Bereich umgelenkt wird. Dem entsprechend bleibt hier die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} gering. Die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} wächst allerdings im Nachlauf der Kühlluftausblasung mit steigender Ausdehnung der lokalen Strömungsablösung. Die Kühlluft der Ausblaserate $M = 1,5$ geht um so stärker in der vorwärts drehenden Strömung der lokalen Ablöseblase auf, je mehr diese anwächst. Das Wirbelsystem der lokalen Strömungsablösung transportiert Kühlluft zur hinter der Ausblaseposition gelegenen Oberfläche. Hier erzielt sie bei entsprechender Konditionierung eine hohe lateral gemittelte adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$. Die Betrachtung der flächengemittelten adiabaten Filmkühleffektivitäten $\overline{\eta_{ad}}$ in Bild 5.27 zeigt, dass die flächengemittelte adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}(M = 1,5; x_{AW}/d = 30) \approx 30\%$ durchaus das Niveau der flächengemittelten adiabaten Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}(M = 0,5; x_{AW}/d = -11)$ ohne Strömungsablösung erreicht. Der Kühlluftverbrauch ist allerdings auch drei mal so hoch.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Filmkühlung von Leit- und Laufschaufeln in der Hochdruckturbine stellt den Stand der Technik bei Fluggasturbinen und stationären Gasturbinen dar. Im Zuge der Leistungssteigerung neuzeitiger Hochdruckturbinen scheint es vielversprechend, Schaufelprofile mit höherem Auftrieb auszulegen. Dies bedingt eine Erhöhung des wirkenden Druckes auf der Druckseite und eine Absenkung des Druckes auf der Saugseite des Schaufelprofiles. In der Folge stellen sich im vorderen Bereich der Druckseite und im hinteren Bereich der Saugseite Gebiete mit gesteigerter verzögerter Hauptströmung ein. Ungewissheit besteht in Bezug auf den Einfluss dieser gesteigerten Verzögerung der Hauptströmung auf die in diesen Bereichen wirkende Filmkühlung. Zusätzlich erhöht sich in diesen Bereichen die Gefahr lokaler Strömungsablösung. Die Wirkung der Filmkühlung bei lokaler Strömungsablösung der Hauptströmung ist ebenfalls klärungsbedürftig.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Filmkühlung aus einer Reihe von Bohrungen untersucht. In Anlehnung an den bekannten Effekt, dass die Beschleunigung der Hauptströmung eine Erhöhung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} bewirken kann, wurde untersucht, inwiefern die Verzögerung der Hauptströmung möglicherweise Einfluss auf die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} nimmt. In einem weiteren Teil der Arbeit wurde die Filmkühlung aus einer Reihe von Bohrungen bei lokaler Strömungsablösung der Hauptströmung untersucht.

Die Arbeit wurde experimentell durchgeführt, da die bei der Filmkühlung herrschende starke Anisotropie der Turbulenzstrukturen am Kühlluftstrahl durch die Turbulenzmodelle numerischer Strömungslöser nicht berücksichtigt werden. Gleichwohl wurden numerische Simulationen unter Nutzung eines kommerziellen Strömungslösers zur Modellfindung und Versuchsauslegung durchgeführt. Ein neuer Prüfstand zur Untersuchung modellhafter Filmkühlkonfigurationen wurde konzipiert, welcher im Besonderen die sehr gute Zugänglichkeit mit hochauflösender Sondermesstechnik erlaubt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde als Modell ein ebener Halbdiffusor ausgelegt, der die grundlegende Untersuchung der Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung und bei lokaler Strömungsablösung ermöglicht.

Es wurde ein experimentelles Verfahren angewandt und erweitert, das eine sehr de-

taillierte und örtlich hochauflösende Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} bei der Untersuchung filmgekühlter Bauteile ermöglicht. Das Messverfahren beruht auf der Analogie von Wärme- und Stoffübertragung. Durch die definierte Zumischung geringer Mengen Ammoniak NH_3 zur Kühlluft, d.h. Ammoniak fungiert als Tracergas, kann der Kühlluftanteil, welcher an die Bauteiloberfläche gelangt, bestimmt werden. Der Nachweis des Tracergases wird mittels der Graufärbung einer Diazofolie, welche als Indikator dient, geführt. Dies ermöglicht hochauflösend den Schluss auf die örtlich vorliegende adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} der untersuchten Filmkühlkonfiguration. Neuartig an dem weitestgehend automatisierten und computergesteuerten Messverfahren ist, dass eine versuchsbegleitende Kalibrierung mit unmittelbar folgender Versuchsauswertung mittels Bildverarbeitung eine hohe Messgenauigkeit gewährleistet und eine große Anzahl reproduzierbarer Messungen ermöglicht. Einerseits sind die Betriebsmittel dieser Messmethode kostengünstig, andererseits lassen sich auch die entsprechenden Versuchsmodelle mit relativ geringem Aufwand und niedrigen Kosten herstellen. Dies prädestiniert das vorgestellte Messverfahren zum einen für die Grundlagenforschung, zum anderen zur Validierung und Verbesserung des Verständnisses bekannter Filmkühlmodelle.

Zur Untersuchung der Strömungsfelder bei Kühlluftausblasung wurde die Laser Particle Image Velocimetry (PIV) eingesetzt. Dieses flächige Messverfahren ermöglichte es sehr schnell Informationen zu Qualität und Quantität der Strömung im Messbereich zu gewinnen. Umfangreiche 2D-Laser PIV Messungen wurden im Bereich der Kühlluftausblasung mit und ohne Ablösung der Hauptströmung durchgeführt. Für den Fall der Kühlluftausblasung ohne Ablösung wurden zusätzlich 3D-Laser PIV Messungen durchgeführt, welche einen Eindruck der räumlichen Qualität des Kühlluftstrahles in der Hauptströmung gewährten. Zur Messung von Geschwindigkeiten mit zeitlich hoher Auflösung und im wandnahen Bereich wurde zusätzlich die Hitzdrahtanemometrie eingesetzt.

Die Untersuchungen belegen, dass die Verzögerung der Hauptströmung keine messbare Änderung einer technisch relevanten Größenordnung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} bewirkt. Es zeigt sich, dass ursächlich für die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} an der Bauteiloberfläche die Wirkung der vorliegenden Hauptströmungsgrenzschicht ist. Deren Veränderung infolge der Verzögerung gegenüber der unverzögerten Hauptströmung ist allerdings im Verhältnis zu ihrer Wirkung auf die Filmkühlung derart gering, dass eine daraus resultierende Beeinflussung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} nicht nachweisbar ist. Dies hat Gültigkeit, insofern die Grenzschicht grundsätzlich als turbulent betrachtet wird. Bei turbulenter Grenzschicht bewirkt die verzögerte Hauptströmung in der Regel eine geringe Reduktion des Wärmeüberganges, siehe Kapitel 2.3.4. Da bei der Filmkühlung an der Turbinenschaufelvorderkante eine turbulente Grenzschicht vorliegt, ist zu folgern, dass die verzögerte Hauptströmung an der Turbinenschaufelvorderkante die Filmkühlwirkung allenfalls geringfügig verbessert. Solange keine Strömungsablösung eintritt, ist keine Verschlechterung der Filmkühlwirkung infolge verzögerter Hauptströmung zu erwarten.

Die Messungen zeigen, dass die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} der Kühlluftausblasung infolge einer vorgelagerten lokalen Strömungsablösung im Allgemeinen abnimmt. Die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} wird um so geringer, desto näher die Wiederanlegeposition der vorgelagerten lokalen Strömungsablösung an die Position der Kühlluft-

ausblasung heran rückt. Die Grenzschicht im Nachlauf der lokalen Strömungsablösung ist geschwächt. Die Geschwindigkeiten in der Grenzschicht sind relativ gering verglichen mit der Geschwindigkeit der Hauptströmung und somit auch relativ gering gegenüber der Ausblasgeschwindigkeit der Kühlluft. Die Grenzschichtströmung zeigt infolge dessen eine verringerte Wirkung auf die ausgeblasene Kühlluft und kann diese nur im verminderten Umfang zur Wand hin umlenken. Mit zunehmendem Abstand von der Wiederanlegeposition der Ablöseblase stabilisiert die Grenzschicht. Die Geschwindigkeit in der Grenzschicht steigt und deren Wirkung auf die ausgeblasene Kühlluft wächst. Der Anteil der Kühlluft, der zur Wand hin umgelenkt wird, steigt. Dem entsprechend steigt auch die adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} mit zunehmendem Abstand zwischen der Position der Kühlluftausblasung und der Wiederanlegeposition der vorgelagerten Strömungsablösung.

Eine Ausnahme des vorab beschriebenen bildet das Ausblasen mit großer Ausblaserate M , bei der infolge des Abhebens der Kühlluftstrahlen von der Oberfläche keine nennenswerte adiabate Filmkühleffektivität η_{ad} im Nachlauf der Kühlluftbohrungen erzielt wird. Eine vorgelagerte lokale Ablösung kann in diesem Fall eine geringe Erhöhung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} im Nachlauf der Kühlluftbohrungen bewirken. Dies beruht auf einer durch die lokale Ablösung induzierten Erhöhung der Turbulenz, was eine Erhöhung der turbulenten Austauschvorgänge bewirkt. Für die technische Anwendung ist diese geringe Erhöhung der adiabaten Filmkühleffektivität η_{ad} allerdings nicht relevant.

Wird die Kühlluft innerhalb der lokalen Strömungsablösung ausgeblasen, d.h. die Hauptströmung löst vor der Kühlluftausblasung ab und legt dahinter wieder an, so ergibt dies eine grundsätzlich andere Außenströmung im Bereich der Kühlluftausblasung. Die lokale Strömungsablösung bildet eine Ablöseblase, innerhalb der sich ein Strömungswirbel ausbildet. Somit befindet sich im Bereich der Kühlluftausblasung unmittelbar an der Wand eine Rückströmung, während weiter entfernt von der Wand die Strömung innerhalb der Ablöseblase in Richtung der Hauptströmung gerichtet ist. Kühlluft mit geringer Ausblaserate M wird in der Ablöseblase durch die wandnahe Rückströmung entgegen der Richtung der Hauptströmung transportiert und bewirkt hier eine stromauf gelegene Filmkühlwirkung. Kühlluft mit hoher Ausblaserate M überwindet dagegen innerhalb der Ablöseblase den Bereich der Rückströmung und wird durch die vorwärts gerichtete Strömung des Wirbels der Ablöseblase in Richtung der Wiederanlegeposition der lokalen Strömungsablösung zur Wand hin transportiert. Die sich anschließende Rückströmung entlang der Wand ist demzufolge gekühlt und es stellt sich eine Filmkühlwirkung an der Wand ein. Die flächengemittelte adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ kann dabei durchaus die Werte erreichen, wie bei der Filmkühlung ohne Strömungsablösung. Die Kühlluft wird im Gegensatz zur herkömmlichen Filmkühlung zunächst durch eine Strömungszirkulation stromab der Kühlluftausblasung zur Wand transportiert und bildet dann einen Kühlfilm, mit einer entgegen der Hauptströmung gerichteten Strömung. Diese Zirkulationsfilmkühlung benötigt einen wesentlich höheren Kühlluftbedarf als die herkömmliche Filmkühlung ohne Strömungsablösung, um die gleiche flächengemittelte adiabate Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ zu erzielen. Darüber hinaus ist an der Wiederanlegeposition der Ablöseblase ein stark erhöhter Wärmeübergang zu erwarten. Daher ist mit Hinblick auf den Gesamtwirkungsgrad einer Heißgasturbine von einer Zirkulationsfilmkühlung bei lokal abgelöster Strömung an der Turbinenschaufel grundsätzlich abzusehen.

Die hier vorgestellten Untersuchungen zur adiabaten Filmkühleffektivität in Gebieten mit verzögerter Hauptrömung und in Bereichen lokaler Strömungsablösung können zur Validierung bzw. Überprüfung numerischer Strömungslöser heran gezogen werden. Um die Kühlwirkung der vorgestellten Filmkühlkonfigurationen abschließend bewerten zu können, sollten entsprechende Versuche zur Bestimmung des Wärmeübergangs durchgeführt werden. Dazu bietet sich z.B. ein hochauflösendes flächiges Messverfahren der Wärme-Stoff-Analogie an, siehe Berg [18].

Im Bereich der Messtechnik zur Ermittlung der adiabaten Filmkühleffektivität wird zur Zeit in der Literatur ein weiteres interessantes flächiges Messverfahren der Wärme-Stoff-Analogie mit drucksensitiven Farben beschrieben, siehe Zhang und Jaiswal [159] und Wagner u.a. [153]. Wie auch immer, das hier beschriebene automatisierte Ammoniak-Diazo-Verfahren mit Online-Kalibrierung besitzt weiteres Verbesserungspotential. So sollte der Kühlluft zur Einstellung realistischer Dichteverhältnisse Kohlendioxid CO_2 zuge-mischt werden. Somit ließen sich mit der Technik des Ammoniak-Diazo-Verfahrens im Modellversuch gleichzeitig die Ausblaserate M und das Impulsverhältnis I der realen Kühlluft-ausblasung einer Kühlfilmkonfiguration einstellen. Das automatisierte Ammoniak-Diazo-Verfahren mit Online-Kalibrierung kann darüber hinaus als ein hochauflösendes flächiges Messwerkzeug zur Untersuchung von Leakage- und Sperrluftwirkung eingesetzt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Abu-Ghannam, B.J., Shaw, R.: Natural Transition of Boundary Layers - The Effects of Turbulence, Pressure Gradient, and Flow History; Journal of Mechanical Engineering Science, Vol. 22, No. 5, pp. 213-228, 1980
- [2] Amagasa, S., Shimomura, K., Kadowaki, M., Kawai, H., Aoki, S. und Aoyama, K.: Study on the Turbine Vane and Blade for a 1500°C Class Industrial Gas Turbine; ASME Paper 93-GT-414, 1993
- [3] Ames, F.E.: Aspects of Vane Film Cooling With High Turbulence: Part I - Heat Transfer; Journal of Turbomachinery, Vol. 120, pp. 768-776, 1998
- [4] Ames, F.E.: Aspects of Vane Film Cooling With High Turbulence: Part II - Adiabatic Effectiveness; Journal of Turbomachinery, Vol. 120, pp. 777-784, 1998
- [5] Ammari, H.D., Hay, N., Lampard, D.: The Effect of Density Ratio on the Heat Transfer Coefficient from a Film Cooled Flat Plate; ASME Paper 85-GT-176, 1989
- [6] Ammari, H.D., Hay, N., Lampard, D.: Effect of Acceleration on the Heat Transfer Coefficient on a Film-Cooled Surface; ASME Paper 90-GT-8, 1990
- [7] Ardey, S.: Untersuchung der aerodynamischen Effekte von Vorderkanten-Kühlluftausblasung an einem hochbelasteten Turbinengitter; Dissertation, Universität der Bundeswehr München, 1998
- [8] Baehr, H.D.: Thermodynamik, 9. Auflage, ISBN 3-540-60157-0, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996
- [9] Baehr, H.D.; Stephan, K.: Wärme- und Stoffübertragung; 2. Auflage, ISBN 3-540-60374-3, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996
- [10] Baier, R.D., Koschel, W., Broichhausen, K.D., Fritsch, G.: Systematic Study on the Fluid Dynamical Behaviour of Streamwise and Laterally Inclined Jets in Crossflow; ASME Paper 97-GT-98, 1997
- [11] Baldauf, S., Scheurlen, M.: CFD Based Sensitivity Study of Flow Parameters for Engine Like Film Cooling Conditions, ASME 96-GT-310, 1996
- [12] Baldauf, S., Schulz, A., Wittig, S.: High Resolution Measurements of Local Heat Transfer Coefficients From Discrete Hole Film Cooling; Journal of Turbomachinery, Vol. 123, pp. 749-757, 2001

- [13] Baldauf, S., Schulz, A., Wittig, S.: High Resolution Measurements of Local Effectiveness From Discrete Hole Film Cooling; *Journal of Turbomachinery*, Vol. 123, pp. 758-765, 2001
- [14] Barlow, D.N., Kim, Y.W.: Effect of Surface Roughness on Local Heat Transfer and Film Cooling Effectiveness; *ASME Paper 95-GT-14*, 1995
- [15] Barua, S.N.: Secondary Flow in a Rotating Straight Pipe; *Proc. Roy. Soc. (A)*, Bd. 227, S. 133-139, London, 1955
- [16] Bell, C.M., Hamakawa, H., Ligrani, P.M.: Film Cooling from Shaped Holes; *Journal of Heat Transfer*, Vol. 122, pp. 224-232, 2000
- [17] Bellows, W.J., Mayle, R.E.: Heat Transfer Downstream of a Leading Edge Separation Bubble; *Journal of Turbomachinery*, Vol. 108, pp. 131-136, 1986
- [18] Berg, H.P.: Experimentelle Bestimmung des örtlichen inneren Wärmeübergangs von Turbinenleit- und -laufschaufeln mit Hilfe der Analogie zwischen Wärme- und Stoffübergang; *Dissertation*, TH Darmstadt, 1991
- [19] Berhe, M.K., Patankar, S.V.: A Numerical Study of Discrete-Hole Film Cooling; *ASME-Paper 96-WA/HT-8*, 1996
- [20] Biesold, V.: Untersuchung der Filmkühlung in Gebieten mit verzögerter Hauptströmung und in Gebieten mit lokaler Strömungsablösung; *Diplomarbeit*, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, Lehrstuhl VFA, 2001
- [21] Bischoff, S.: Einsatz eines kommerziellen Strömungslösers zur numerischen Berechnung der Fluidströmung bei der Filmkühlung in Gebieten mit verzögerter Hauptströmung; *Diplomarbeit*, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, Lehrstuhl VFA, 1999
- [22] Boehme, T.: Untersuchung zur aktiven Unterdrückung der Strömungsablösung mittels Lufteinblasung in eine verzögerte Hauptströmung; *Diplomarbeit*, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, Lehrstuhl VFA, 1998
- [23] Bons, J.P., MacArthur, C.D., Rivir, R.B.: The Effect of High Freestream Turbulence on Film-Cooling Effectiveness; *ASME Paper 94-GT-51*, 1994
- [24] Brittingham, R.A., Leylek, J.H.: A Detailed Analysis of Film Cooling Physics: Part IV – Compound-Angle Injection With Shaped Holes; *Journal of Turbomachinery*, pp. 133-145, 2000
- [25] Brown, A., Saluja, C.L.: Film Cooling from a Single Hole and a Row of Holes of Variable Pitch to Diameter Ratio; *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 22, pp. 525-533, 1979
- [26] Brunn, H.H.: *Hot-Wire Anemometry; Principles and Signal Analysis*, Oxford Science Publications, ISBN 0 19 856342 6, 1995

- [27] Burd, S.W., Kaszeta, R.W., Simon, T.W.: Measurements in Film Cooling Flows: Hole L/D and Turbulence Intensity Effects; Journal of Turbomachinery, Vol. 120, pp. 791-798, 1998
- [28] Dantec: StreamLine^R/StreamWare^R: Installation & Users's Guide; Vol.1-3, Dantec Measurement Technology A/S, DK-2740 Skovlunde, Denmark, 2000
- [29] Drost, U., Bölcs, A., Goffs, A.: Utilization of the Transient Liquid Crystal Technique for Film Cooling Effectiveness and Heat Transfer Investigation on a Flat Plate and a Turbine Airfoil; ASME Paper 97-GT-26, 1997
- [30] Dückershoff, R., Prinzler, M., Berg, H.P.: Validierung der Laser Particle Image Velocimetry zur Strömungsvisualisierung, Forum der Forschung 1999, Heft 8, BTU Cottbus, ISSN-Nr.: 0947-6989, 1999
- [31] Dückershoff, R., Bischoff, S., Berg, H.P.: Numerische Simulation der adiabaten Filmkühleffektivität; Forum der Forschung 1999, Heft 8, BTU Cottbus, ISSN-Nr.: 0947-6989, 1999
- [32] Dückershoff, Leschik, W., Berg, H.P.: Die Analogie zwischen Wärme- und Stoffaustausch zur Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität, Forum der Forschung 1999, Heft 9, BTU Cottbus, ISSN-Nr.: 0947-6989, 1999
- [33] Dückershoff, Leschik, W., Prinzler, M., Berg, H.P.: Untersuchung der Filmkühlung und der Strömung in Gebieten mit lokaler Ablösung, Forum der Forschung 1999, Heft 9, BTU Cottbus, ISSN-Nr.: 0947-6989, 1999
- [34] Dückershoff, R., Bischoff, S., Leschik, W., Berg, H.P.: Filmkühlung in Ablösegebieten; Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, ISSN-Nr. 0070-4083, Berlin, 1999
- [35] Dückershoff, R., Rabe, G., Prinzler, M., Berg, H.P.: Das kalibrierte Ammoniak-Diazo-Verfahren als ein hochauflösendes Meßverfahren zur Bestimmung der adiabaten Filmkühleffektivität; Forum der Forschung 2000, Heft 10, BTU Cottbus, ISSN-Nr.: 0947-6989, 2000
- [36] Dückershoff, R., Rabe, G., Prinzler, M., Berg, H.P.: Filmkühlung in verzögerter Hauptströmung; Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, ISSN-Nr. 0070-4083, Leipzig, 2000
- [37] Dückershoff, R., Biesold, V., Berg, H.P.: Filmkühlung bei verzögerter Hauptströmung und bei lokaler Strömungsablösung; Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, ISSN-Nr. 0070-4083, Hamburg, 2001
- [38] Eckert, E.R.G.: Film Cooling With Injection Through Holes; AGARD-CP-73, 1970
- [39] Eckert, E.R.G., Goldstein, R. J.: Measurements in Heat Transfer, ISBN 3-540-16957-1, Springer-Verlag Berlin, 1976

- [40] Ekkard, S.V., Zapata, D., Han, J.C.: Heat Transfer Coefficients over a Flat Surface With Air and CO₂ Injection Through Compound Angle Holes Using a Transient Liquid Crystal Image Method, ASME Paper 95-GT-10, Journal of Turbomachinery, Vol. 119, pp. 580-586, 1997
- [41] Ekkard, S.V., Zapata, D., Han, J.C.: Film Effectiveness over a Flat Surface With Air and CO₂ Injection Through Compound Angle Holes Using a Transient Liquid Crystal Image Method, ASME Paper 95-GT-11, Journal of Turbomachinery, Vol. 119, pp. 587-593, 1997
- [42] Feiler, C., Berg, H.P.: Aerothermale Auslegungvalidierung von Plattformkonfigurationen mittels Experiment und numerischer Verfahren; Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, ISSN. 0070-4083, München, 2003
- [43] Fiedler, H.E.: Turbulente Strömungen; Vorlesungsskript; TU Berlin, 2003
- [44] Forth, C.J.P., Loftus, P.J., Jones, T.V.: The Effect of Density Ratio on the Film Cooling of a Flat Plate; AGARD-CP-390, Heat Transfer and Cooling in Gas Turbines, pp. 10/1-10/12, 1985
- [45] Foster, N.W., Lampard, D.: Effects of Density and Velocity Ratio on Discrete Hole Film Cooling; AIAA Journal, Technical Notes, August, Vol. 13 No. 8, pp. 1112-1115, 1975
- [46] Foster, N.W., Lampard, D.: The Flow and Film Cooling Effectiveness Following Injection Through a Row of Holes; Journal of Engineering for Power, Vol. 102, pp. 584-588, 1980
- [47] Fric, T.F., Roshko, A.: Structure in the Near Field of the Transverse Jet; 7th Symp. on Turbulent Shear Flows, Turbulent Shear Flows, Band 1, Springer Berlin, ISBN 3-540-53177-7, 1998
- [48] Friedrichs, S., and Hodson, H.P.: The Ammonia and Diazo Surface Coating Technique for Measuring Adiabatic Film Cooling Effectiveness; 12th Symposium on Measuring Techniques for Transonic and Supersonic Flow in Cascades and Turbomachines, 12-13 September 1994, Prague, The Czech Republic, 1994
- [49] Friedrichs, S., Hodson, H.P., and Dawes, W.N.: Distribution of Film-Cooling Effectiveness on a Turbine Endwall Measured Using the Ammonia and Diazo Technique; Journal of Turbomachinery, Vol.118, pp. 613-621, 1996
- [50] Friedrichs, S.: Endwall Film-Cooling in Axial Flow Turbines; Dissertation, Cambridge University Engineering Department, 1997
- [51] Geipel, H., Keppel, W., Weyer, H.B.: Forum: Forschung in der Kraftwerkstechnik, Teil 3: Verbundforschung zur Hochtemperatur-Gasturbine; VGB Kraftwerkstechnik 11/98, 1998

- [52] Goldstein, R.J., Eckert, E.R.G., Eriksen, V.L., Ramsey, J.W.: Film Cooling Following Injection Through Inclined Circular Tubes; Israel Journal of Technology, Vol. 8, No. 1-2, pp. 145-154, 1970
- [53] Goldstein, R.J.: Film Cooling; Advances in Heat Transfer, Vol. 7, Academic Press, New York/London, 1971
- [54] Goldstein, R.J., Eckert, E.R.G., Burggraf, F.: Effects of Hole Geometry and Density on Three-Dimensional Film Cooling; Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 17, pp. 595-607, 1974
- [55] Goldstein, R.J., Yoshida, T.: The Influence of a Laminar Boundary Layer and Laminar Injection on Film Cooling Performance; ASME Paper 81-HT-38, 1981
- [56] Goldstein, R.J., Eckert, E.R.G., Chiang, H.D., Elovic, E.: Effect of Surface Roughness on Film Cooling Performance; Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 107, pp. 111-116, 1985
- [57] Goldstein, R.J., Stone, L.D.: Row-of-Holes Film Cooling of Curved Walls at Low Injection Angles; Journal of Turbomachinery, Vol. 119, pp. 574-579, 1997
- [58] Gostelow, J.P., Hong, G., Melwani, N., Walker, G.J.: Turbulent spot development under a moderate adverse pressure gradient; ASME Paper 93-GT-377, 1993
- [59] Gritsch, M., Schulz, A., Wittig, S.: Adiabatic Wall Effectiveness Measurements of Film-Cooling Holes With Expanded Exits; Journal of Turbomachinery, Vol. 120, pp. 549-556, 1998
- [60] Gritsch, M., Saumweber, C., Schulz, A., Wittig, S., and Sharp, E.: Effect of Internal Coolant Crossflow Orientation on the Discharge Coefficient of Shaped Film-Cooling Holes, Journal of Turbomachinery, Vol. 122, pp. 146-152, 2000
- [61] Haas, W., Rodi, W., Schönung, B.: Filmkühlung von Turbinenschaufeln durch Ausblasung aus einer Lochreihe; Z. Flugwiss. Weltraumforsch. 12, S. 159-172, 1988
- [62] Haas, W.: Experimentelle und theoretische Untersuchung von Gasturbinenschaufeln; Dissertation, Universität Karlsruhe, 1989
- [63] Haas, W., Rodi, W., Schönung, B.: The Influence of Density Difference Between Hot and Coolant Gas on Film Cooling by a Row of Holes; Predictions and Experiments, ASME, Paper 91-GT-255, 1991
- [64] Haselbach, F., Schiffer, H.-P., Horsman, M., Dressen, S., Harvey, N., Read, S.: The Application of Ultra High Lift Blading in the BR715 LP Turbine; Journal of Turbomachinery, Vol. 124, pp. 45-51, 2002
- [65] Haslinger, W., Hennecke, D.K.: The Ammonia and Diazo Technique With CO₂-Calibration for Highly Resolving and Accurate Measurement of Adiabatic Film Cooling Effectiveness With Application to a Row of Holes; ASME, Paper 96-GT-438, 1996

- [66] Haslinger, W.: Filmkühlung an einer Turbinenschaufelvorderkante: Die adiabate Filmkühleffektivität aus Messungen und numerischer Simulation, Dissertation, TU Darmstadt, 1998
- [67] Hay, N., Lampard, D., Saluja, C.L.: Effects of the Condition of the Approach Boundary Layer and of Mainstream Pressure Gradients on the Heat Transfer Coefficient on Film-Cooled Surfaces; Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 107, pp. 99-104, 1985
- [68] Hay, N., Lampard, D., Saluja, C.L.: Effects of Cooling Films on the Heat Transfer Coefficient on a Flat Plate with Zero Mainstream Pressure Gradient; Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 107, pp. 105-110, 1985
- [69] He, P., Licu, D., Salcudean, M., Gartshore, I.S.: Leading Edge Film Cooling: Computations and Experiments Including Density Effects; ASME-Paper 96-GT-176, 1996
- [70] Henn, M.I.: Der aerodynamische Einfluß von dreidimensionalen Kühlluftstrahlen auf die Durchströmung eines Turbinengitters; Dissertation, Universität Hannover, 1992
- [71] Hennecke, D.K.: Film Cooling and Turbine Blade Heat Transfer; Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Lecture Series 1982-02, 1982
- [72] Hennecke, D.K.: persönliche Mitteilung, TU Darmstadt, 2004
- [73] Henrich, E.: Kühlung von thermisch hochbelasteten Gasturbinenbauteilen; MTU Focus, Seiten 27-32, 1996
- [74] Hille, D.: ADT-Steuerung; Handbuch zum Einsatz des Programmes ADT-STEUERUNG.VI, Interner Bericht, LS VFA, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, Lehrstuhl VFA, 2001
- [75] Honami, S., Shizawa, T., Uchiyama, A.: Behavior of the Laterally Injected Jet in Film Cooling: Measurements of Surface Temperature and Velocity/Temperature Field Within the Jet; ASME Paper 92-GT-180, Journal of Turbomachinery, Vol. 116, pp. 106-112, 1994
- [76] Hyams, D.G., Leylek, J.H.: A Detailed Analysis of Film Cooling Physics: Part III – Streamwise Injection With Shaped Holes; Journal of Turbomachinery, Vol. 122, pp. 133-145, 2000
- [77] Irvine, T.F.; Liley, P.E.: Steam and Gas Tables with Computer Equations; Academic Press New York, 1984
- [78] Ito, S.: Film Cooling and Aerodynamic Loss in a Gas Turbine Cascade; Ph.D. Thesis, University of Minnesota, 1976
- [79] Ito, S., Goldstein, R.J., Eckert, E.R.G.: Film Cooling of a Gas Turbine Blade; Journal of Turbomachinery, Vol. 100, pp. 476-481, 1978

- [80] Jabbari, M.Y., Goldstein, R.J.: Effect of Mainstream Acceleration on Adiabatic Wall Temperature and Heat Transfer Downstream of Gas Injection; 6. International Heat Transfer Conference, Vol. 5, 1978
- [81] Jischa, M.: Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch; ISBN 3-528-08144-9, Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig, 1982
- [82] Jones, T.V.: Theory for the Use of Foreign Gas in Simulating Film Cooling; Int. J. of Heat and Fluid Flow 20, pp. 349-354, 1999
- [83] Jung, I.S., Lee, J.S.: Effects of Orientation Angles on Film Cooling Over a Flat Plate: Boundary Layer Temperature Distributions and Adiabatic Film Cooling Effectiveness; ASME Paper 99-GT-143, Journal of Turbomachinery, Vol. 122, pp. 153-160, 2000
- [84] Jung, K.: Mehrreihige Filmkühlung an gekrümmten Oberflächen; Dissertation, TU Darmstadt, 2001
- [85] Kays, W.M., Crawford, M.E.: Convective Heat and Mass Transfer; McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering, ISBN 0-07-112516-7, 1993
- [86] Kadotani, K., Goldstein, R.J.: Effect of Mainstream Variables on Jets Issuing a Row of Inclined Round Holes; Journal of Engineering for Power, Vol. 101, pp. 298-304, 1979
- [87] Kadotani, K., Goldstein, R.J.: On the Nature of Jets Entering a Turbulent Flow Part B - Film Cooling Performance; Journal of Engineering for Power, Vol. 101, pp. 466-470, 1979
- [88] Keane, R.D., Adrian, R.J.: Optimization of Particle Image Velocimeters. Part I: Double Pulsed Systems; Measurement Science and Technology 1, pp. 1202-1215, 1990
- [89] Keane, R.D., Adrian, R.J.: Theory of Cross-Correlation Analysis of PIV Images; Appl. Sci. Res., 49, pp. 191-215, 1992
- [90] Kohli, A., Bogard, D.G.: Adiabatic Effectiveness, Thermal Fields, and Velocity Fields for Film Cooling With Large Angle Injection; Journal of Turbomachinery, Vol. 119, pp. 352-358, 1997
- [91] Kohli, A., Bogard, D.G.: Effects of Very High Free-Stream Turbulence on the Jet-Mainstream Interaction in a Film Cooling Flow; Journal of Turbomachinery, Vol. 120, pp. 785-790, 1998
- [92] Kohli, A., Bogard, D.G.: Effects of Hole Shape on Film Cooling with Large Angle Injection; ASME Paper 99-GT-165, 1999
- [93] Krause, E.: Strömungslehre II; Vorlesungen aus dem Aerodynamischen Institut, RWTH Aachen, 1988

- [94] Kruse, H.: Effects of Hole Geometry, Wall Curvature and Pressure Gradient on Film Cooling Downstream of a Single Row; AGARD-CP-390, Heat Transfer and Cooling in Gas Turbines, pp. 8/1-8/13, 1985
- [95] Kottke, V., Blenke, H., Schmidt, K.G.: Einfluß von Anströmprofil und Turbulenzintensität auf die Umströmung längsangeströmter Platten endlicher Dicke; Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 10, Seite 159-174, Springer-Verlag, 1977
- [96] Kottke, V.: Strömung, Stoff-, Wärme- und Impulsbetrachtung in lokalen Ablösegebieten; Fortschr.-Ber. VDI-Z., Reihe 7, Nr. 77, ISSN 0341-1753, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1983
- [97] Langowsky, C.: Wechselwirkung von Sekundärströmung und Kühlluft in filmgeköhlten Turbinenstatoren; DLR-Forschungsbericht 97-50, ISSN 1434-8454, 1997
- [98] Lee, S.W., Lee, J.S., Lee, T.S.: Flow Characteristics of a 35° Inclined Turbulent Jet in a Crossflow on a Concave Surface; ASME Paper 92-GT-247, 1992
- [99] Lee, S.W., Kim, Y.B., Lee, J.S.: Flow Characteristics and Aerodynamic Losses of Film-Cooling Jets with Compound Angle Orientations; ASME Paper 95-GT-38, 1995
- [100] Leylek, J.H., Zerkle, R.D.: Discrete-Jet Film Cooling: A Comparison of Computational Results With Experiments; ASME Paper 93-GT-207, Journal of Turbomachinery, Vol. 116, pp. 358-368, 1994
- [101] Lin, Y.-L., Stephens, M.A., Shih, T.I.-P: Computation of Leading-Edge Film Cooling With Injection Through Rows of Compound Angle Holes; ASME Paper 97-GT-298, 1997
- [102] Le Grives, E.: Cooling Techniques for Modern Gas Turbines; Advanced Topics in Turbomachinery Technology, Principal Lecture Series No. 2, ISBN 0-933283-02-4, Concepts ETI, Inc. Norwich VT, USA, 1986
- [103] Leschik, W.: Entwicklung eines hochgenauen Kalibrierverfahrens zur Bestimmung der Kühlfilmeffektivität mit der Ammoniak-Diazo-Technik; Diplomarbeit, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, Lehrstuhl VFA, 1999
- [104] Liess, C.: Experimental Investigation of Film Cooling With Ejection From a Row of Holes for the Application to Gas Turbine Blades; Journal of Engineering for Power, Vol. 97, 1975
- [105] Lutum, E., and Johnson, B.V.: Influence of the Hole Length-to-Diameter Ratio on Film Cooling With Cylindrical Holes; Journal of Turbomachinery, Vol. 121, pp. 209-216, 1999
- [106] Lutum, E.: Experimentelle Filmkühluntersuchungen zylindrischer und konturierter Bohrungsgeometrien an gekrümmten Oberflächen; Dissertation, Universität Stuttgart, Shaker Verlag, ISBN 3-8265-9533-5, 2001

- [107] Makki, Y.H., Jakubowski, G.S.: An Experimental Study of Film Cooling from Diffused Trapezoidal Shaped Holes; AIAA/ASME 4th Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, AIAA-86-1326, 1986
- [108] Matta, R.K., Mercer, G.D., Thuthill, R.S.: Power Systems 21st Century - "H" Gas Turbine Combined-Cycles; GE Power Systems, GER 3935B, 2000
- [109] McGovern, K.T., Leylek, J.H.: A Detailed Analysis of Film-Cooling Physics: Part II – Compound-Angle Injection With Cylindrical Holes; Journal of Turbomachinery, Vol. 122, pp. 113-121, 2000
- [110] Mehendale, A.B., Han, J.C.: Influence of High Mainstream Turbulence on Leading Edge Cooling Heat Transfer: Effect of Film Hole Spacing; Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 35, No. 10, pp. 2593-2604, 1992
- [111] Mehendale, A.B., Ekkad, S.V., Han, J.C.: Mainstream Turbulence Effect on Film Effectiveness and Heat Transfer Coefficient of a Gas Turbine Blade with Air and CO₂ Film Injection; Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 37, No. 17, pp. 2707-2714, 1994
- [112] Mehendale, A.B., Han, J.C., Ou, S., Lee, C.P.: Unsteady Wake Over a Linear Turbine Blade Cascade With Air and CO₂ Film Injection: Part II - Effect on Film Effectiveness and Heat Transfer Distributions; Journal of Turbomachinery, Vol. 116, pp. 730-737, 1994
- [113] Mick, W.J., Mayle, R.E.: Stagnation Film Cooling and Heat Transfer, Including Effect Within the Hole Pattern; Journal of Turbomachinery, Vol. 110, pp. 66-72, 1988
- [114] Nirmalan, N.V., Weaver, J.A., Hylton, L.D.: An Experimental Study of Turbine Vane Heat Transfer With Water-Air Cooling; Journal of Turbomachinery, Vol. 120, pp. 50-62, 1998
- [115] Ou, S., Mehendale, A.D., Han, J.C.: Influence of High Mainstream Turbulence on Leading Edge Film Cooling Heat Transfer; Effect of Film Hole Row Location; Journal of Turbomachinery, Vol. 114, pp. 716-723, 1992
- [116] Ou, S., Han, J.C.: Influence of Mainstream Turbulence on Leading Edge Film Cooling Heat Transfer Through Two Rows of Inclined Film Slots; Journal of Turbomachinery, Vol. 114, pp. 724-733, 1992
- [117] Ou, S., Han, J.C.: Leading Edge Film Cooling Heat Transfer Through One Row of Inclined Film Slots and Holes Including Mainstream Turbulence Effects; Journal of Heat Transfer, Vol. 116, pp. 561-569, 1994
- [118] Ou, S., Han, J.C., Mehendale, A.B., Lee, C.P.: Unsteady Wake Over a Linear Turbine Blade Cascade With Air and CO₂ Film Injection: Part I - Effect on Heat Transfer Coefficients; Journal of Turbomachinery, Vol. 116, pp. 721-729, 1994

- [119] Pedersen, D.R.: Effect of Density Ratio on Film Cooling Effectiveness for Injection Through a Row of Holes and a Porous Slot; Ph.D. Thesis, University of Minnesota, 1972
- [120] Pedersen, D.R., Eckert, E.R.G., Goldstein, R.J.: Film Cooling With Large Density Differences Between the Mainstream and the Secondary Fluid Measured by the Heat-Mass Transfer Analogy; Journal of Heat Transfer, Vol. 99, pp. 620-627, 1977
- [121] Plank, R.: Handbuch der Kältetechnik, Band 4, Springer-Verlag Berlin, 1956
- [122] Prinzler, M.: Entwicklung einer Messkammer zur grundsätzlichen Untersuchung der Kühlluft einblasung in Gebieten lokaler Strömungsablösung und Messung der Fluidströmung sowie der adiabaten Filmkühleffektivität; Diplomarbeit, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, Lehrstuhl VFA, 2000
- [123] Rabe, G., Berg, H.P., Schiffer, H.-P., Benton, R.: Experimentelle Untersuchung zur ballistischen Plattformkühlung, Deutscher Luft- und Raumfahrt Kongress, ISSN. 0070-4083, München, 2003
- [124] Raffel, M., Willert, C.E., Kompenhans, J.: Particle Image Velocimetry; Springer-Verlag Berlin, ISBN 3-540-63683-8, 1998
- [125] Remmlinger, U.: Die Vorhersage der Filmkühlwirkung bei Gasturbinenschaufeln aus Messungen in einem Heißwindkanal mit Triebwerksähnlichkeit unter Berücksichtigung des Einflusses variabler Stoffwerte, Dissertation, TH Darmstadt, 1988
- [126] Rodi, W., Haas, W., Schönung, B.: Untersuchung des Grenzschichtverhaltens an Turbinenschaufeln unter Berücksichtigung von Filmkühlung und von lokalen Ablösesblasen; Abschlußbericht des FVV-Vorhabens Nr. 310, FVV-Heft Nr. 383-1, 1986
- [127] Römpf, H.: Chemielexikon; 9. Auflage, Thieme Verlag, ISBN 3-13-734809-9, Stuttgart New York, 1990
- [128] Rued, K., Wittig, S.: Free-Stream Turbulence and Pressure Gradient Effects on Heat Transfer and Boundary Layer Development on Highly Cooled Surfaces; Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 107, No.1, pp. 54-59, 1985
- [129] Salcudean, M., Gartshore, I., Zhang, K., McLean, I.: An Experimental Study of Film Cooling Effectiveness Near the Leading Edge of a Turbine Blade; Journal of Turbomachinery, Vol. 116, pp. 71-79, 1994
- [130] Saravanamuttoo, H.I.H., Rogers, G.F.C., Cohen, H.: Gas Turbine Theory; Prentice Hall, 5. ed., ISBN 0-13-015847-X, 2001
- [131] Sargison, J.E., Guo, S.M., Oldfield, M.L.G., Rawlinson, A.J.: The Variation of Heat Transfer Coefficient, Adiabatic Effectiveness and Aerodynamic Loss with Film Cooling Hole Shape; Annals of the New York Academy of Sciences 934, pp. 361-368, 2001
- [132] Scheurlen, M.: Aero-thermische Auslegung und Erprobung der Schaufelblätter für eine fortschrittliche Gasturbinengeneration; VGB Kraftwerkstechnik 3/99, 1999

- [133] Schiffer, H.-P.: persönliche Mitteilung, Rolls-Royce Deutschland, 2001
- [134] Schlichting, H., Gersten, K.: Grenzschicht-Theorie; 9. Auflage, Springer-Verlag Berlin, ISBN 3-540-55744-X, 1997
- [135] Schmidt, D.L., Sen, B., Bogard, D.G.: Film Cooling with Compound Angle Holes: Adiabatic Effectiveness; ASME Paper 94-GT-312, Journal of Turbomachinery, Vol. 118, pp. 807-813, 1996
- [136] Schmidt, D.L., Bogard, D.G.: Effects of Free-Stream Turbulence and Surface Roughness on Film Cooling; ASME Paper 96-GT-462, 1996
- [137] Schönung, B., Rodi, W.: Prediction of Film Cooling by a Row of Holes With a Two-Dimensional Boundary-Layer Procedure; Journal of Turbomachinery, Vol. 109, pp. 579-587, 1987
- [138] Schwarz, S.G.: Film Cooling of Curved Surfaces; Ph.D. Thesis, University of Minnesota, 1986
- [139] Schwarz, S.G., Goldstein, R.J.: The Two-Dimensional Behaviour of Film Cooling Jets on Concave Surfaces; Journal of Turbomachinery, Vol. 111, pp. 124-130, 1989
- [140] Schwarz, S.G., Goldstein, R.J., Eckert, E.R.G.: The Influence of Curvature on Film Cooling Performance; Journal of Turbomachinery, Vol. 113, pp. 472-478, 1991
- [141] Sen, B., Schmidt, D.L., Bogard, D.G.: Film Cooling with Compound Angle Holes: Heat Transfer; ASME Paper 94-GT-311, Journal of Turbomachinery, Vol. 118, pp. 800-806, 1996
- [142] Shadid, J.N., Eckert, E.R.G.: The Mass Transfer Analogy to Heat Transfer in Fluids with Temperature-Dependent Properties; Journal of Turbomachinery, Vol. 113, pp. 27-33, 1991
- [143] Sinha, A.K., Bogard, D.G., Crawford, M.E.: Gas Turbine Film Cooling: Flowfield Due to a Second Row of Holes; ASME Paper 90-GT-44, 1990
- [144] Sinha, A.K., Bogard, D.G., Crawford, M.E.: Film Cooling Effectiveness Downstream of a Single Row of Holes with Variable Density Ratio; ASME Paper 90-GT-43, Journal of Turbomachinery, Vol. 113, pp. 442-449, 1991
- [145] Snell, R.J., Henshaw, D.G.: Measurement and Optimization of Film Cooling Performance at Engine Representative Conditions; Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Turbomachinery: Latest Developments in a Changing Scene, Paper C423/010, pp. 207-218, 1991
- [146] Teekaram, A.J.H., Forth, C.J.P., Jones, T.V.: The Use of Foreign Gases to Simulate the Effects of Density Ratios in Film Cooling ; ASME Paper 88-GT-37, 1988

- [147] Teekaram, A.J.H., Forth, C.J.P., Jones, T.V.: Film Cooling in the Presence of Mainstream Pressure Gradients; ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 113, pp. 484-492, 1991
- [148] Thole, K., Gritsch, M., Schulz, A., Wittig, S.: Flowfield Measurements for Film-Cooling Holes With Expanded Exits; Journal of Turbomachinery, Vol. 120, pp. 327-336, 1998
- [149] Van Treuren, K.W., Simon, T., von Koller, M., Byerley, A.R., Baughn, J.W., Rivir, R.: Measurements in a Turbine Cascade Flow Under Ultra Low Reynolds Number Conditions; Journal of Turbomachinery, Vol. 124, Seiten 100-106, 2002
- [150] TSI: PIV - Theory of Operation; TSI Incorporated, 1995
- [151] TSI: Insight^{NT}, Particle Image Velocimetry Software; Version 3.3, Instruction Manual, TSI Incorporated, 2000
- [152] Vogel, D.T.: Numerische Untersuchung des Mischungsverhaltens von Filmkühlstrahlen in Turbinenströmungen; DLR-Forschungsbericht 96-35, ISSN 0939-2963, 1997
- [153] Wagner, G., Vogel, G., Chanteloup, D., Böls, A.: Pressure Sensitive Paint (PSP) and Transient Liquid Crystal Technique (TCL) for Measurements of Film Cooling Performances; The 16th Symposium on Measuring Techniques in Transonic and Supersonic Flow in Cascades and Turbomachines, Cambridge, 2002
- [154] Walters, D.K., Leylek, J.H.: A Systematic Computational Methodology Applied to a Three-Dimensional Film-Cooling Flowfield, ASME Paper 96-GT-351, 1996
- [155] Weigand, B., Harasgama, S.P.: Computations of a Film Cooled Turbine Rotor Blade with Non-Uniform Inlet Temperatur Distribution Using a Three-Dimensional Viscous Procedure; ASME Paper 94-GT-15, 1994
- [156] Weiß, A.P.: Der Einfluß der Profilgeometrie auf die Entwicklung der Sekundärströmungen in Turbinengittern; Dissertation, Universität der Bundeswehr München, 1994
- [157] Wilfert, G.: Experimentelle und numerische Untersuchungen der Mischungsvorgänge zwischen Kühlfilmen und Gitterströmung an einem hochbelasteten Turbinengitter; Dissertation, Universität der Bundeswehr München, 1994
- [158] Yoshida, T.: Cooling Systems for Ultra-High Temperature Turbines; Annals of the New York Academy of Sciences 934, pp. 194-205, 2001
- [159] Zhang, L.J., Jaiswal, R.S.: Turbine Nozzle Endwall Film Cooling Study Using Pressure-Sensitive Paint; Journal of Turbomachinery, Vol. 123, pp. 730-738, 2001
- [160] Zhong, C., Kittichaikarn, C., Hodson, H.P., Ireland, P.T.: Visuatisation of Turbulent Spots under the Influence of Adverse Pressure Gradients; Journal of Experiments in Fluids, Vol. 28, pp. 385-393, 2000

Anhang A

Herleitungen

A.1 Obergrenze der Kühleffektivität $\eta_{K,\max}$

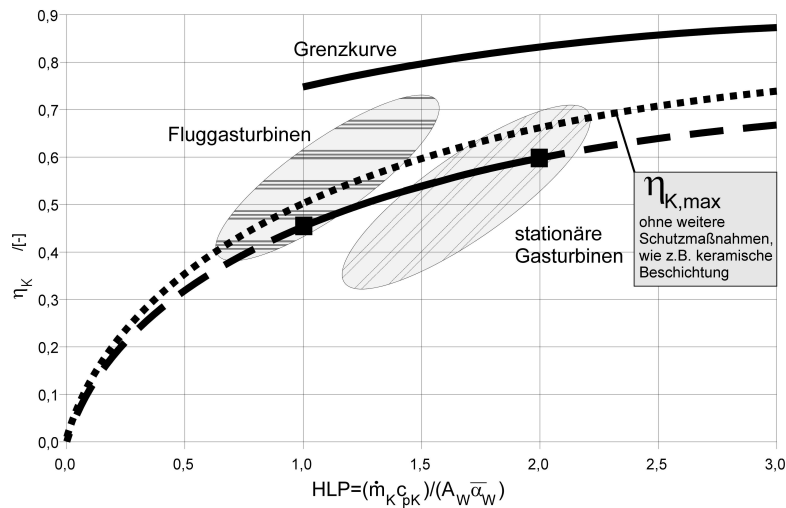


Bild A.1: Bereiche der Kühleffektivität thermisch hochbelasteter moderner Gasturbinenschaufeln nach Scheurlen [132] mit einer ergänzenden Darstellung zur Obergrenze der Kühleffektivität $\eta_{K,\max}$ nach Hennecke [72]

Die zur Abführung der Wärmelast bei Turbinenschaufelkühlung notwendige Aufheizung der Kühlluft lässt sich nach Gl. A.1 berechnen, wobei sich der Temperaturanstieg aus der Differenz der Kühlluftaustrittstemperatur $T_{K,a}$ und der Kühlluft Eintrittstemperatur $T_{K,e}$ ergibt.

$$A_W \cdot \bar{\alpha}_W \cdot (T_H - T_W) = \dot{m}_K \cdot c_{pK} (T_{K,a} - T_{K,e}) \quad (A.1)$$

Der termische Belastungsparameter HLP folgt somit zu

$$HLP = \frac{T_H - T_W}{T_{K,a} - T_{K,e}} \quad (A.2)$$

und die Filmkühleffektivität lässt sich berechnen, wie folgt:

$$\eta_K = \frac{\text{HLP} \cdot \eta_A}{1 + \text{HLP} \cdot \eta_A} \quad \text{mit} \quad \eta_A = \frac{T_{K,a} - T_{K,e}}{T_{\text{Mat}} - T_{K,e}} \quad (\text{A.3})$$

Ist die Kühlluftaustrittstemperatur $T_{K,a}$ gleich der zu kühlenden Materialtemperatur T_{Mat} , siehe Gl. A.3, stellt sich die maximale Kühlluftausnutzung $\eta_A = 1$ ein und daraus ergibt sich die maximale Kühleffektivität $\eta_{K,\max}$ zu:

$$\eta_{K,\max} = \frac{\text{HLP}}{1 + \text{HLP}} \quad (\text{A.4})$$

Dies gilt auch, wenn die zu kühlende Materialtemperatur T_{Mat} aus Gl. A.3 gleich der maximalen Wandtemperatur $T_{W,\max}$ der Turbinenschaufeloberfläche ist, wie es von Scheur-
len [132] beschrieben wird. Somit ergibt sich die theoretische Obergrenze der Kühleffektivität entsprechend $\eta_{K,\max}$ nach Gl. A.4, insofern bei der Schaufelkühlung keine weiteren Schutzmaßnahmen vorliegen, wie z.B. das Aufbringen einer keramischen Schutzschicht auf der Schaufeloberfläche. Die theoretische Obergrenze der Kühleffektivität entsprechend Gl. A.4 ist in Bild A.1 dargestellt. Diese zeigt ein niedrigeres Niveau, als die von Scheur-
len [132] angegebene Grenzkurve.

A.2 Grenzsichtparameter

Bei inkompressibler Strömung, $\rho = \rho_H$, können die Verdrängungsdicke δ_1 , die Impulsverlustdicke δ_2 und die Energieverlustdicke δ_3 , siehe Seite XIV, wie folgt berechnet werden. Mit der Integration bis zur Grenzsichtdicke δ_{99} ergeben sich unter Einbeziehung der Gl. 5.4 (bzw. Gl. 5.1 mit $n=7$) in guter Näherung die Grenzsichtparameter.

Verdrängungsdicke der turbulenten Grenzsicht:

$$\delta_1 = \int_0^{\delta_{99}} \left(1 - \left(\frac{y}{\delta_{99}} \right)^{\frac{1}{n}} \right) dy \quad (\text{A.5})$$

$$\delta_1 = \left[y - \frac{n}{n+1} \frac{y^{\frac{n+1}{n}}}{\delta_{99}^{\frac{1}{n}}} \right]_0^{\delta_{99}}$$

$$\delta_1 = \delta_{99} - \frac{n}{n+1} \delta_{99} = \frac{1}{n+1} \delta_{99}$$

$$\Rightarrow \frac{\delta_1}{d} = \frac{1}{n+1} \frac{\delta_{99}}{d}$$

Impulsverlustdicke der turbulenten Grenzsicht:

$$\delta_2 = \int_0^{\delta_{99}} \left(\frac{y}{\delta_{99}} \right)^{\frac{1}{n}} \cdot \left(1 - \left(\frac{y}{\delta_{99}} \right)^{\frac{1}{n}} \right) dy \quad (\text{A.6})$$

$$\delta_2 = \int_0^{\delta_{99}} \left(\left(\frac{y}{\delta_{99}} \right)^{\frac{1}{n}} - \left(\frac{y}{\delta_{99}} \right)^{\frac{2}{n}} \right) dy$$

$$\delta_2 = \left[\frac{n}{n+1} \frac{y^{\frac{n+1}{n}}}{\delta_{99}^{\frac{1}{n}}} - \frac{n}{n+2} \frac{y^{\frac{n+2}{n}}}{\delta_{99}^{\frac{2}{n}}} \right]_0^{\delta_{99}}$$

$$\delta_2 = \frac{n}{n+1} \delta_{99} - \frac{n}{n+2} \delta_{99} = \frac{n \cdot (n+2) - n \cdot (n+1)}{(n+1) \cdot (n+2)} \delta_{99}$$

$$\Rightarrow \frac{\delta_2}{d} = \frac{n}{(n+1) \cdot (n+2)} \frac{\delta_{99}}{d}$$

Energieverlustdicke der turbulenten Grenzschicht:

$$\delta_3 = \int_0^{\delta_{99}} \left(\frac{y}{\delta_{99}} \right)^{\frac{1}{n}} \cdot \left(1 - \left(\frac{y}{\delta_{99}} \right)^{\frac{2}{n}} \right) dy \quad (\text{A.7})$$

$$\delta_3 = \int_0^{\delta_{99}} \left(\left(\frac{y}{\delta_{99}} \right)^{\frac{1}{n}} - \left(\frac{y}{\delta_{99}} \right)^{\frac{3}{n}} \right) dy$$

$$\delta_3 = \left[\frac{n}{n+1} \frac{y^{\frac{n+1}{n}}}{\delta_{99}^{\frac{1}{n}}} - \frac{n}{n+3} \frac{y^{\frac{n+3}{n}}}{\delta_{99}^{\frac{3}{n}}} \right]_0^{\delta_{99}}$$

$$\delta_3 = \frac{n}{n+1} \delta_{99} - \frac{n}{n+3} \delta_{99} = \frac{n \cdot (n+3) - n \cdot (n+1)}{(n+1) \cdot (n+3)} \delta_{99}$$

$$\Rightarrow \frac{\delta_3}{d} = \frac{2 \cdot n}{(n+1) \cdot (n+3)} \frac{\delta_{99}}{d}$$

Logarithmisches Wandgesetz zur geschwächten turbulenten Grenzschicht nach Bild 5.13 und Bild 5.14:

$$\frac{u}{u_H} = 0.15 \cdot \ln\left(\frac{y}{\delta_{99}}\right) + 1 \quad (\text{A.8})$$

Anhang B

Bilder

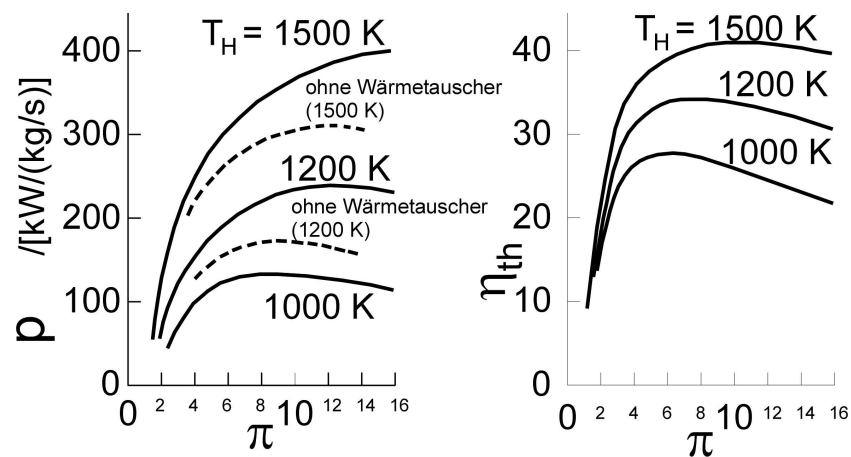


Bild B.1: Spezifische Leistung p und thermischer Wirkungsgrad des Gasturbinenprozesses bei Nutzung von Zwischenkühlung und Wärmetauschertechnologie nach [130]

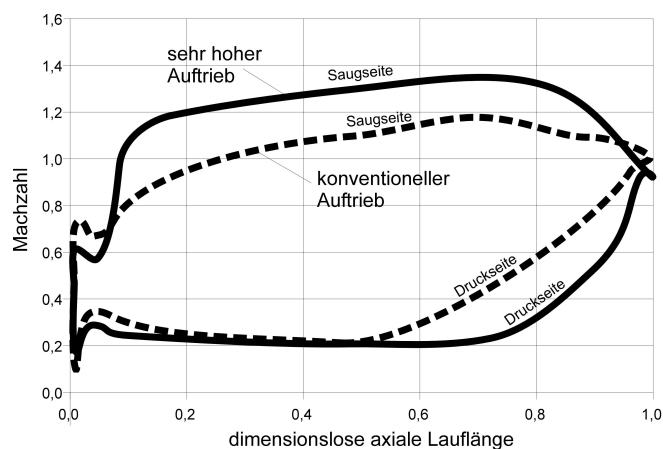


Bild B.2: Machzahlverteilungen einer konventionellen Niederdruckturbinenschaufel und einer Niederdruckturbinenschaufel mit sehr hohem Auftrieb nach [64]

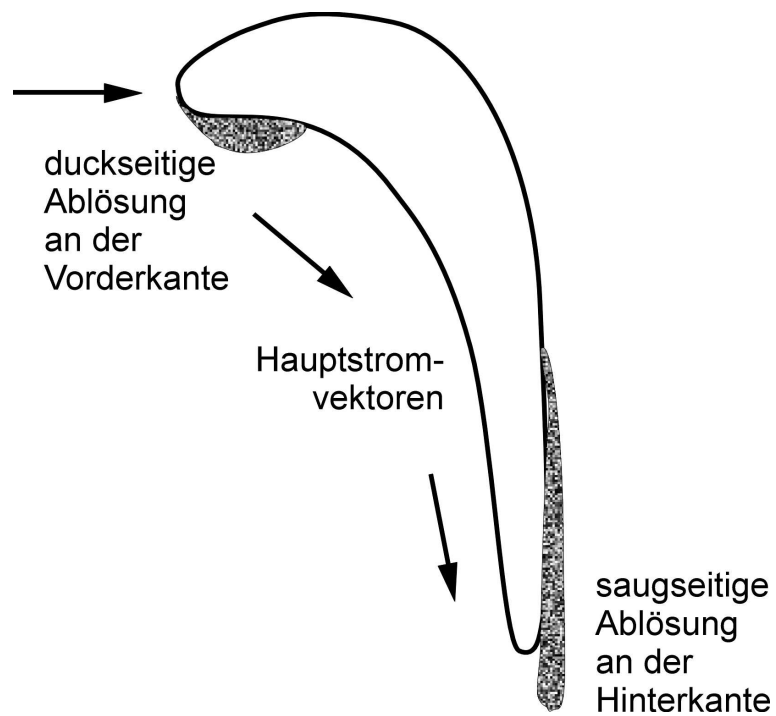


Bild B.3: Strömungsablösung am Profil einer Niederdruckturbinenschaufel sehr hohen Auftriebs bei Fehlanströmung nach [149]



Bild B.4: Eiffelwindkanal im Labor des Lehrstuhls VFA

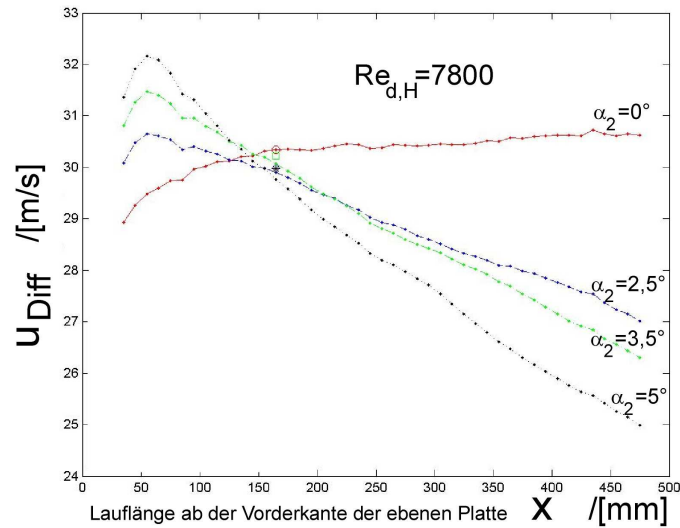


Bild B.5: Geschwindigkeitsverlauf aus Druckmessungen im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 7800$ bei Variation des Anstellwinkels α_2

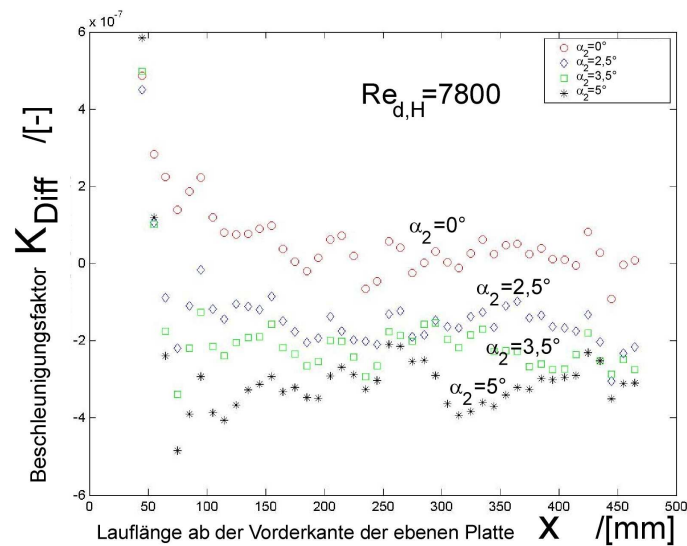


Bild B.6: Verlauf des Beschleunigungsfaktors K im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 7800$ bei Variation des Anstellwinkels α_2

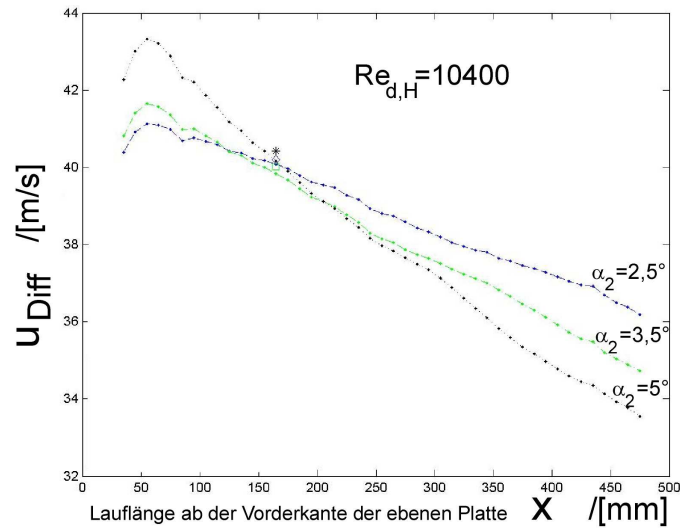


Bild B.7: Geschwindigkeitsverlauf aus Druckmessungen im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 10400$ bei Variation des Anstellwinkels α_2

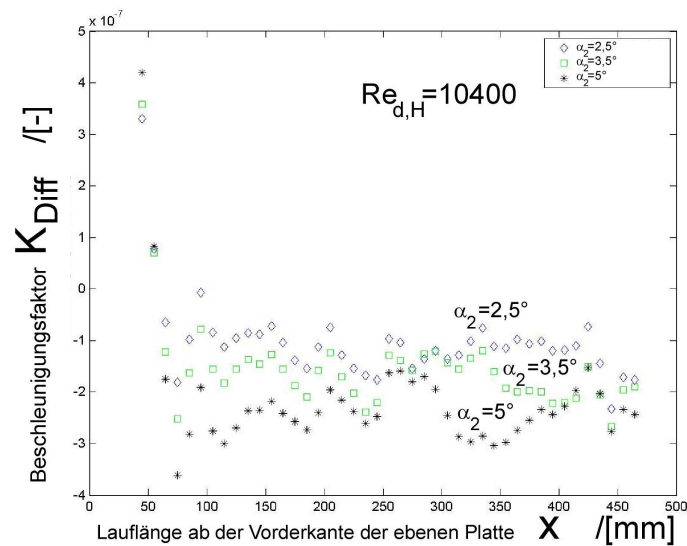


Bild B.8: Verlauf des Beschleunigungsfaktors K im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 10400$ bei Variation des Anstellwinkels α_2

Maschen
 $h_M \times b_M = 100 \times 100 \text{ mm}^2$

Stäbe:
 $h_{St} \times b_{St} = 20 \times 20 \text{ mm}^2$

erzeugte Turbulenz:
 ca. 3%



Bild B.9: Turbulenzgitter eingebaut im Eiffelwindkanal im Abstand $l_M = 1100 \text{ mm}$ strom-
 auf der Messkammer

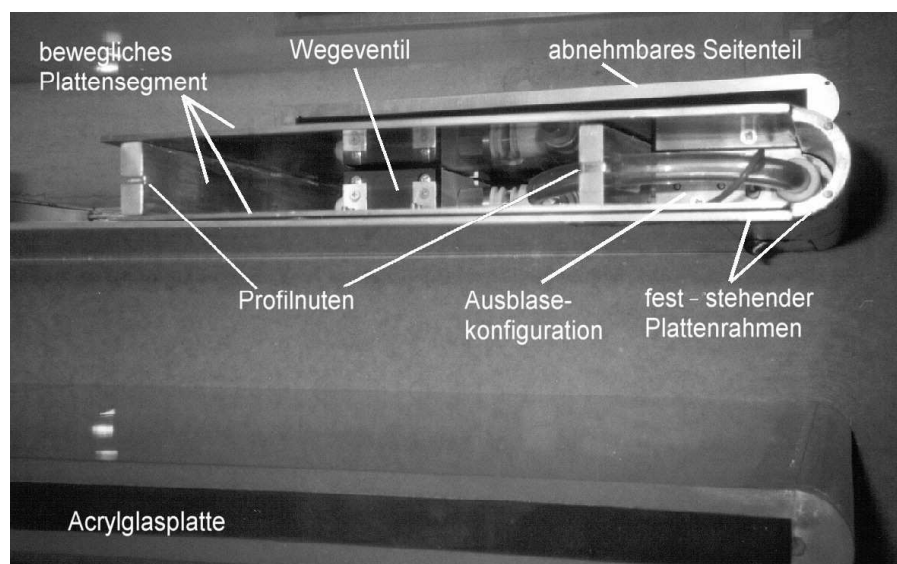


Bild B.10: Instrumentierte Messplatte mit Ausblaseblock und Verschiebeeinrichtung von
 der Seite

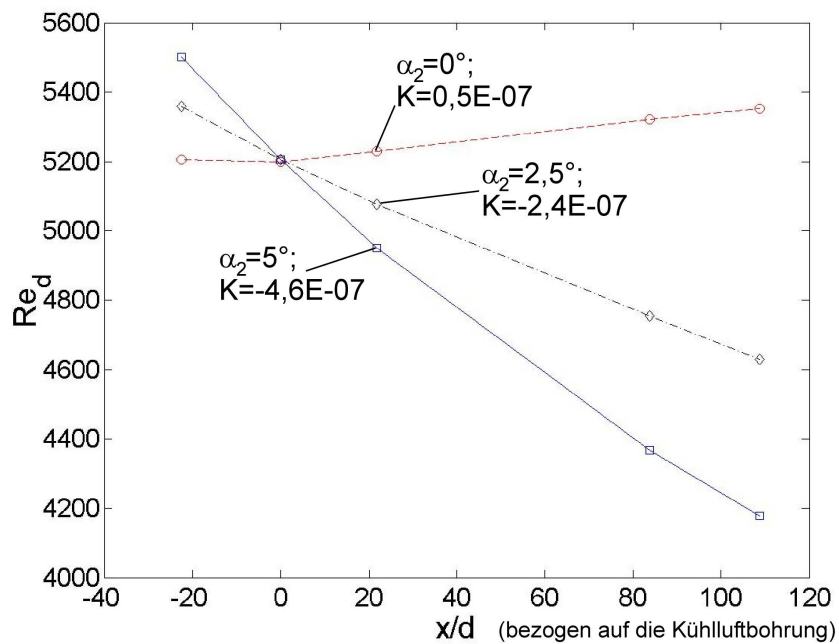


Bild B.11: Geschwindigkeitsverlauf und Beschleunigungsfaktor K im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) bei verzögerter Hauptströmung mit ausgeprägtem turbulenten Grenzschichtprofil für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 5200$

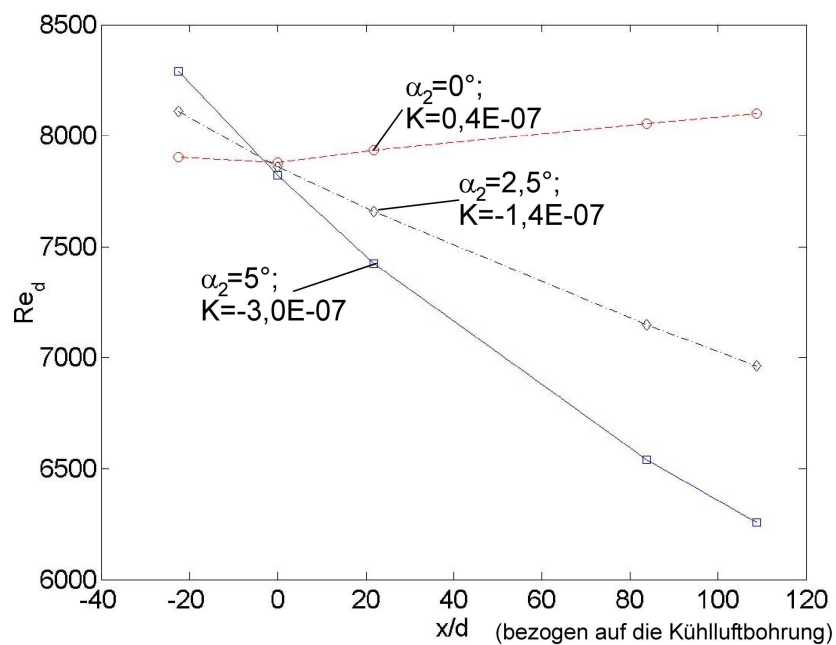


Bild B.12: Geschwindigkeitsverlauf und Beschleunigungsfaktor K im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) bei verzögerter Hauptströmung mit ausgeprägtem turbulenten Grenzschichtprofil für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 7800$

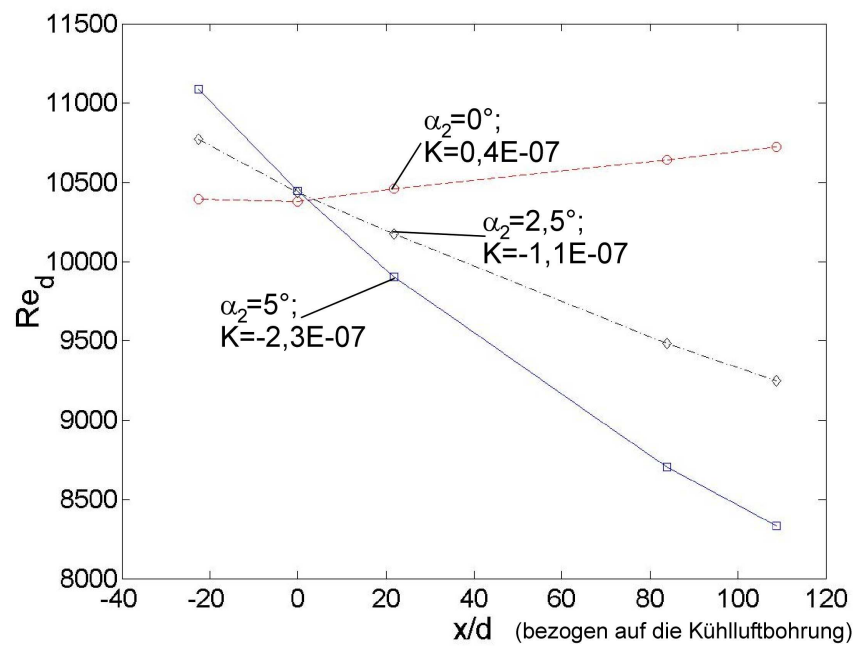


Bild B.13: Geschwindigkeitsverlauf und Beschleunigungsfaktor K im ebenen Halbdiffusor ($\alpha_1 = 0^\circ$) bei verzögerter Hauptströmung mit ausgeprägtem turbulenten Grenzschichtprofil für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 10400$

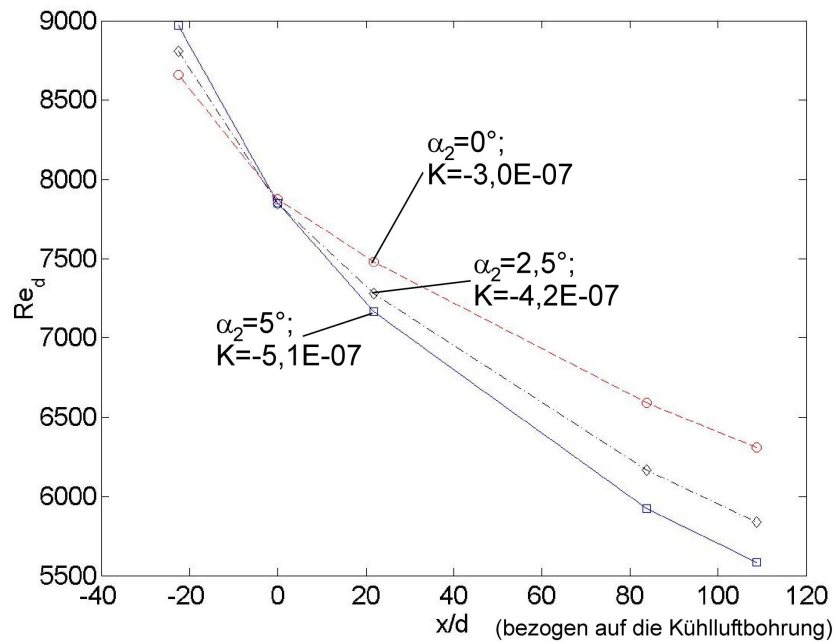


Bild B.14: Geschwindigkeitsverlauf und Beschleunigungsfaktor K im ebenen Diffusor ($\alpha_1 = 5^\circ$) bei verzögerter Hauptströmung mit geschwächtem turbulenten Grenzschichtprofil für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 7800$

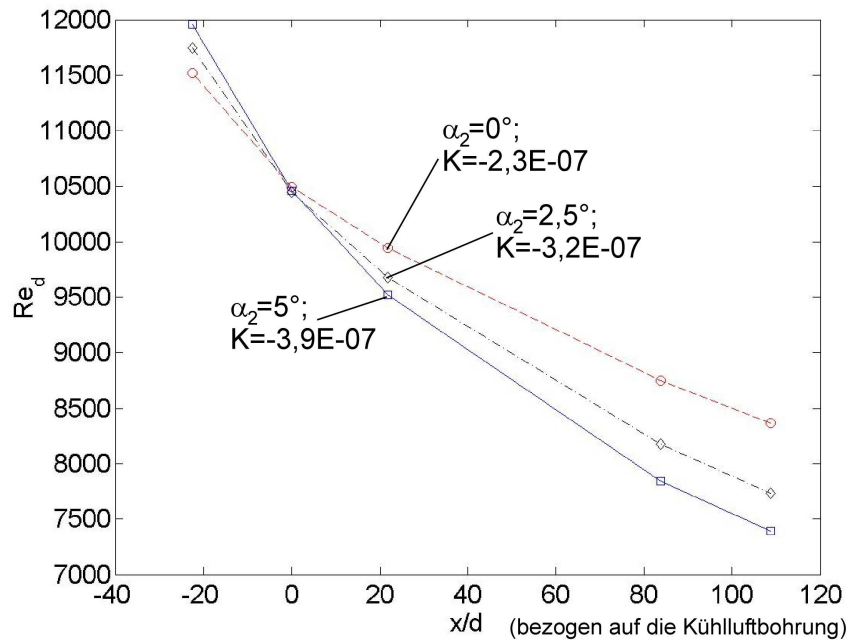


Bild B.15: Geschwindigkeitsverlauf und Beschleunigungsfaktor K im ebenen Diffusor ($\alpha_1 = 5^\circ$) bei verzögerter Hauptströmung mit geschwächtem turbulenten Grenzschichtprofil für die Reynoldszahl $Re_{d,H} = 10400$

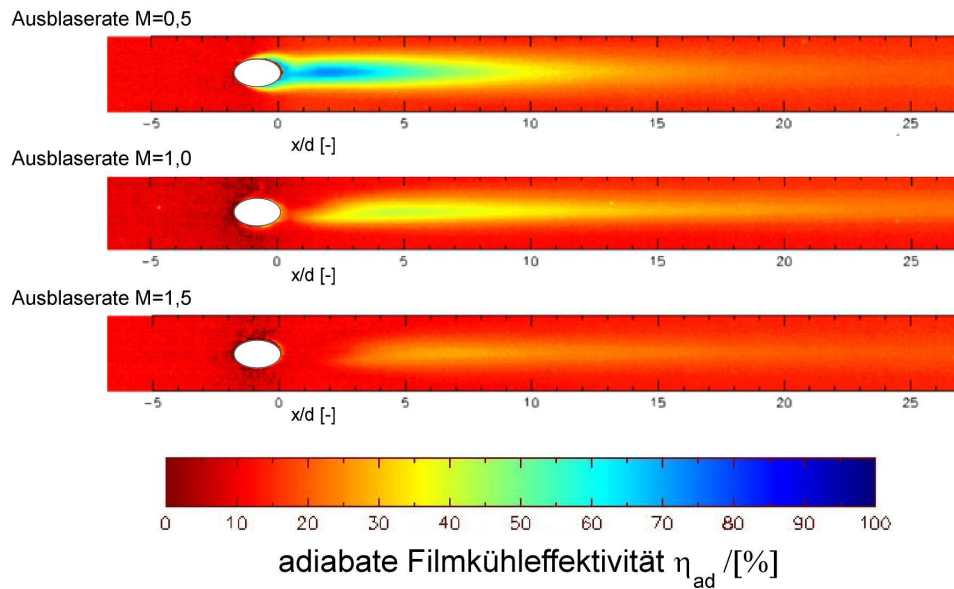


Bild B.16: Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte; $x_{AW}/d = -11$, $Re_{d,H} = 5200$

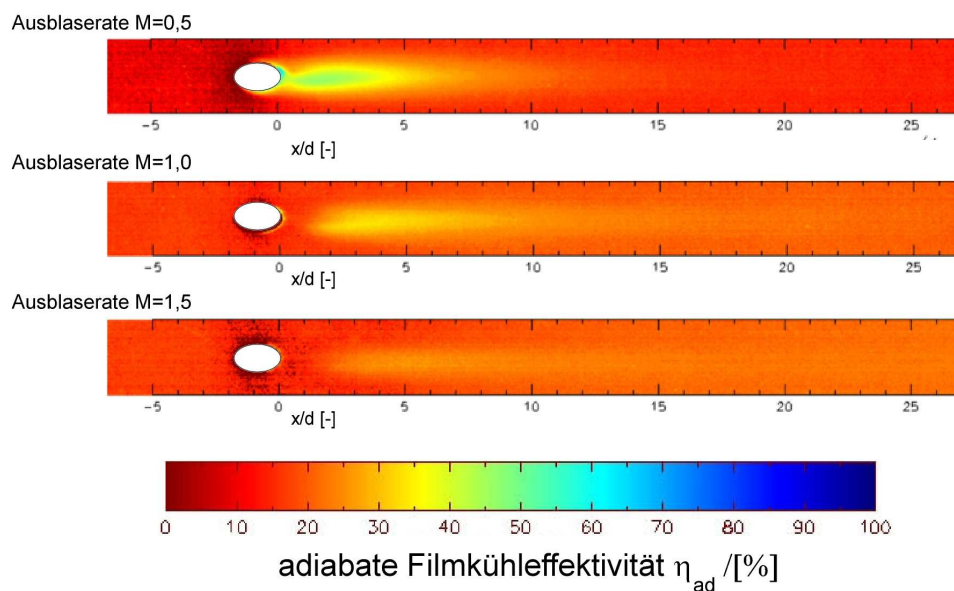


Bild B.17: Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte im Nachlauf einer lokalen Strömungsablösung; $x_{AW}/d = -4,9$, $Re_{d,H} = 5200$

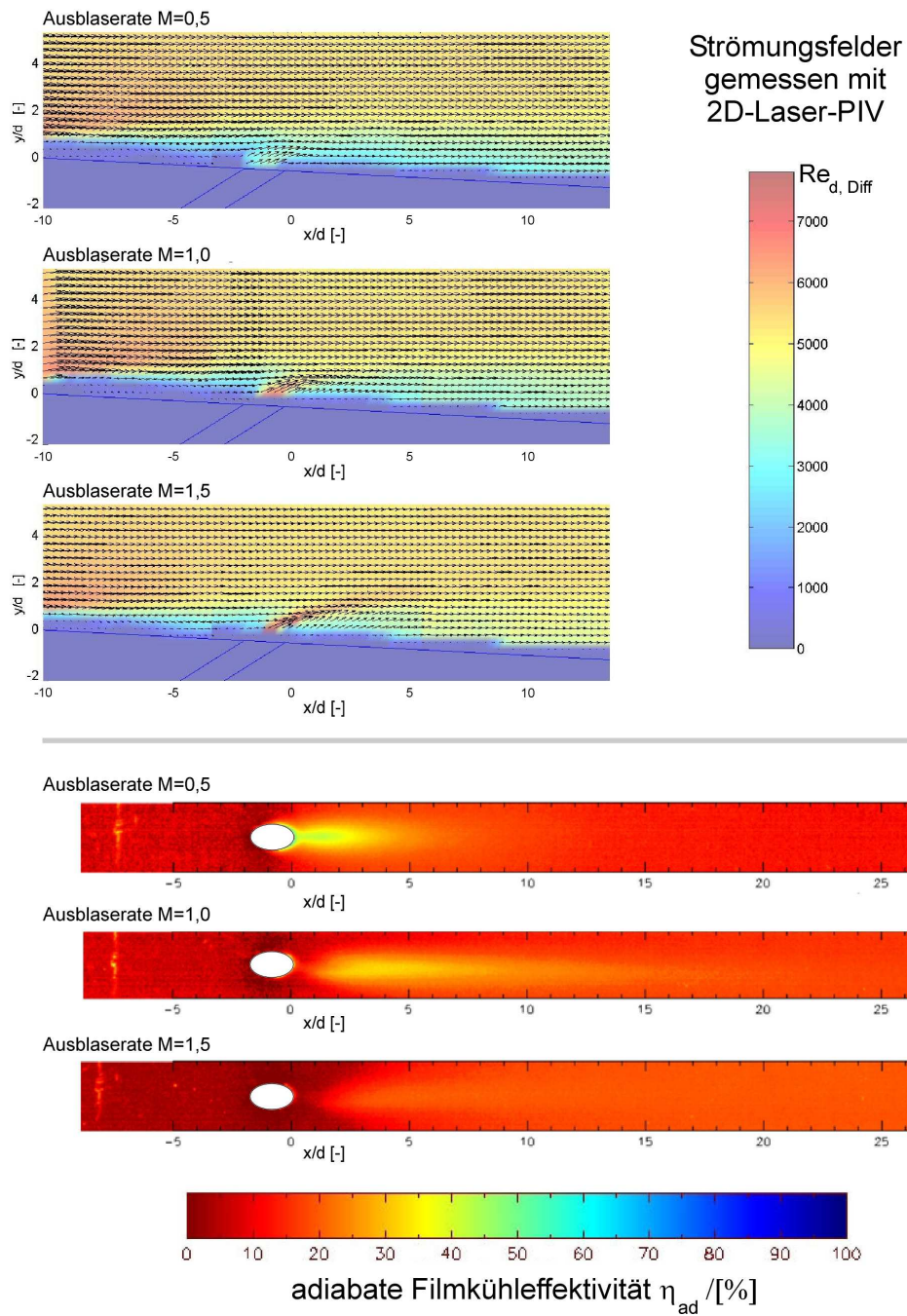


Bild B.18: Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte im Bereich lokaler Strömungsablösung; $x_{AW}/d = -4, 4$, $Re_{d,H} = 5200$

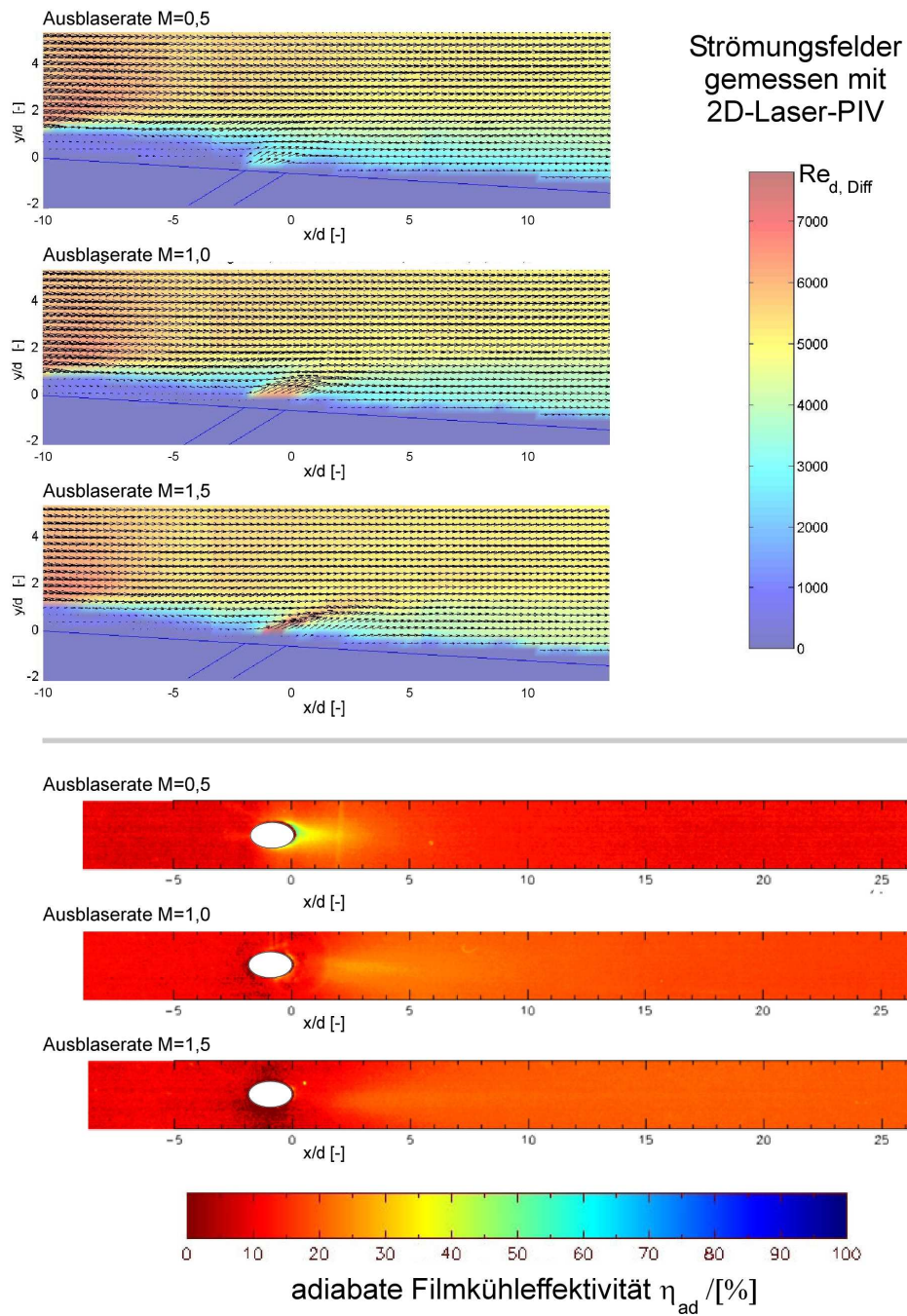


Bild B.19: Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte im Bereich lokaler Strömungsablösung; $x_{AW}/d = -2, 4$, $Re_{d,H} = 5200$

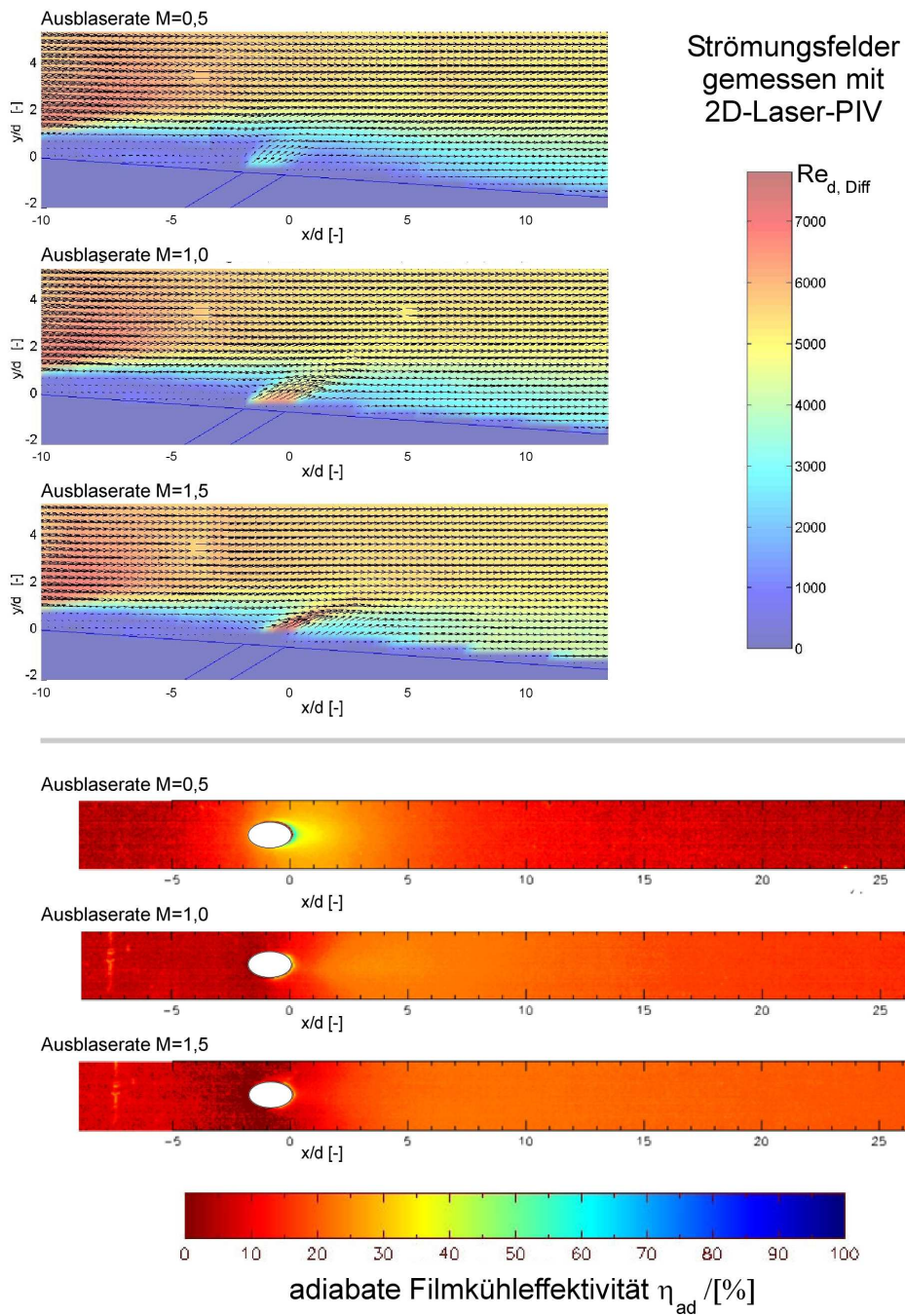


Bild B.20: Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte im Bereich lokaler Strömungsablösung; $x_{AW}/d = 1,6$, $Re_{d,H} = 5200$

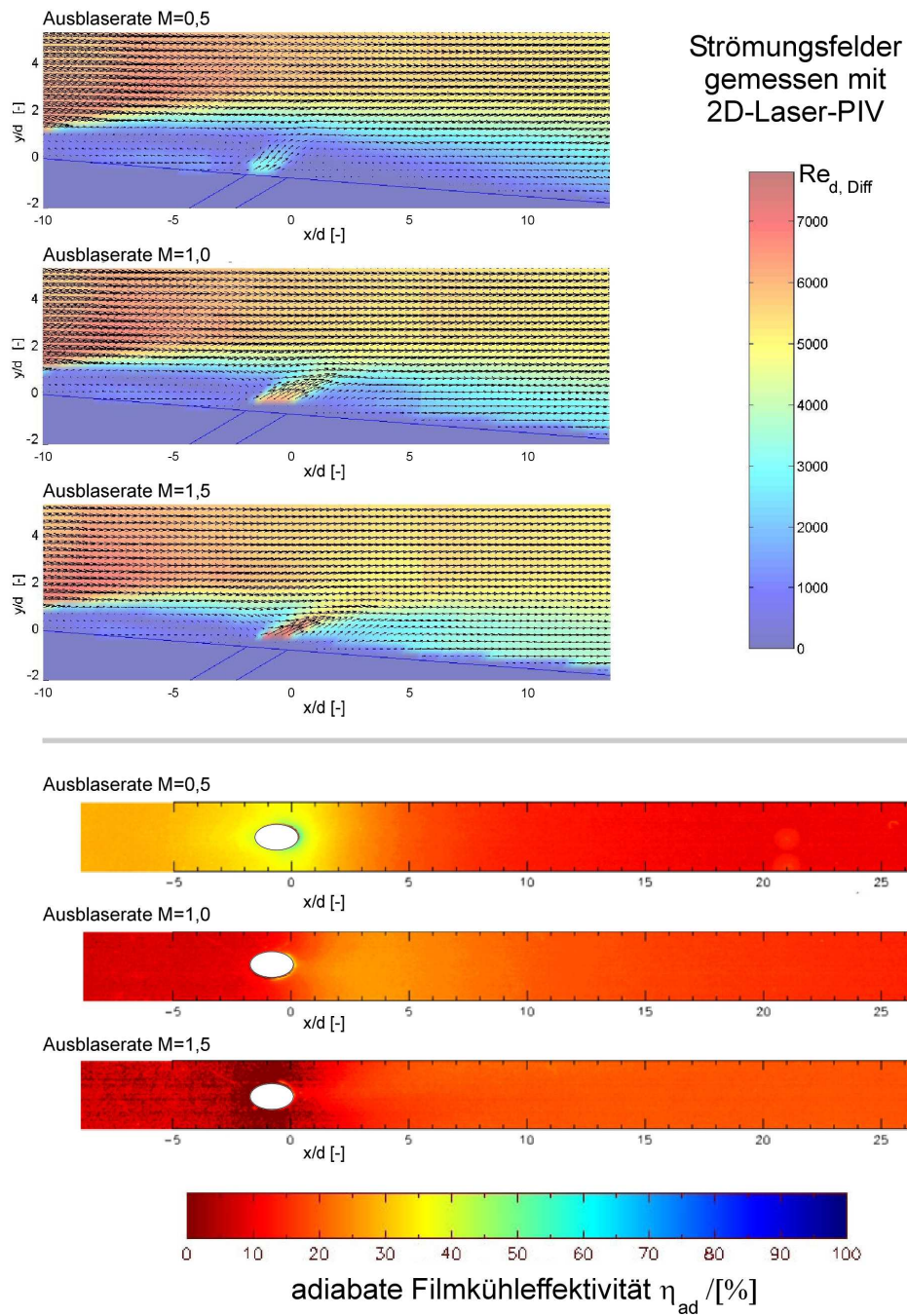


Bild B.21: Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte im Bereich lokaler Strömungsablösung; $x_{AW}/d = 5, 4$, $Re_{d,H} = 5200$

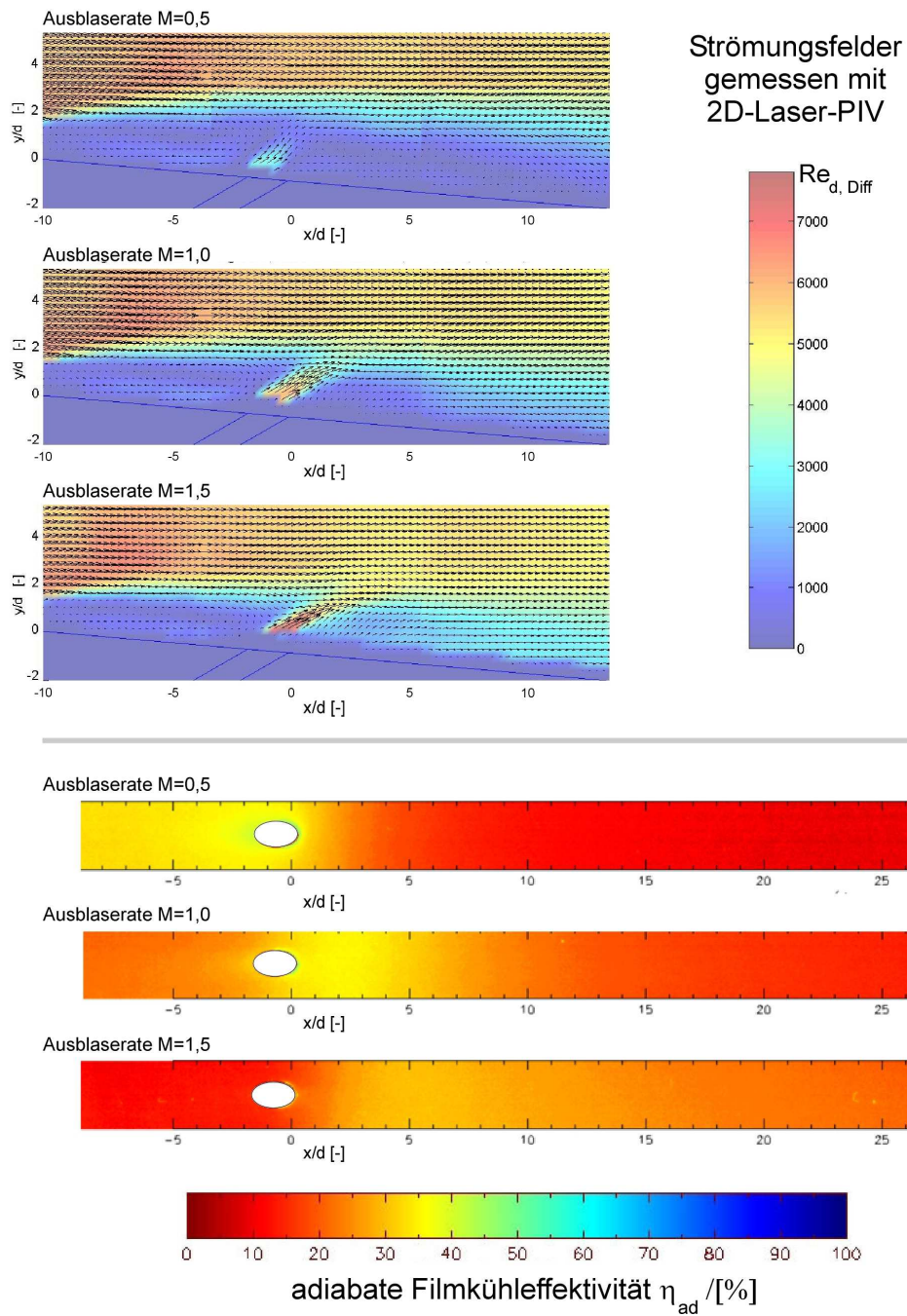


Bild B.22: Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte im Bereich lokaler Strömungsablösung; $x_{AW}/d = 14,4$, $Re_{d,H} = 5200$

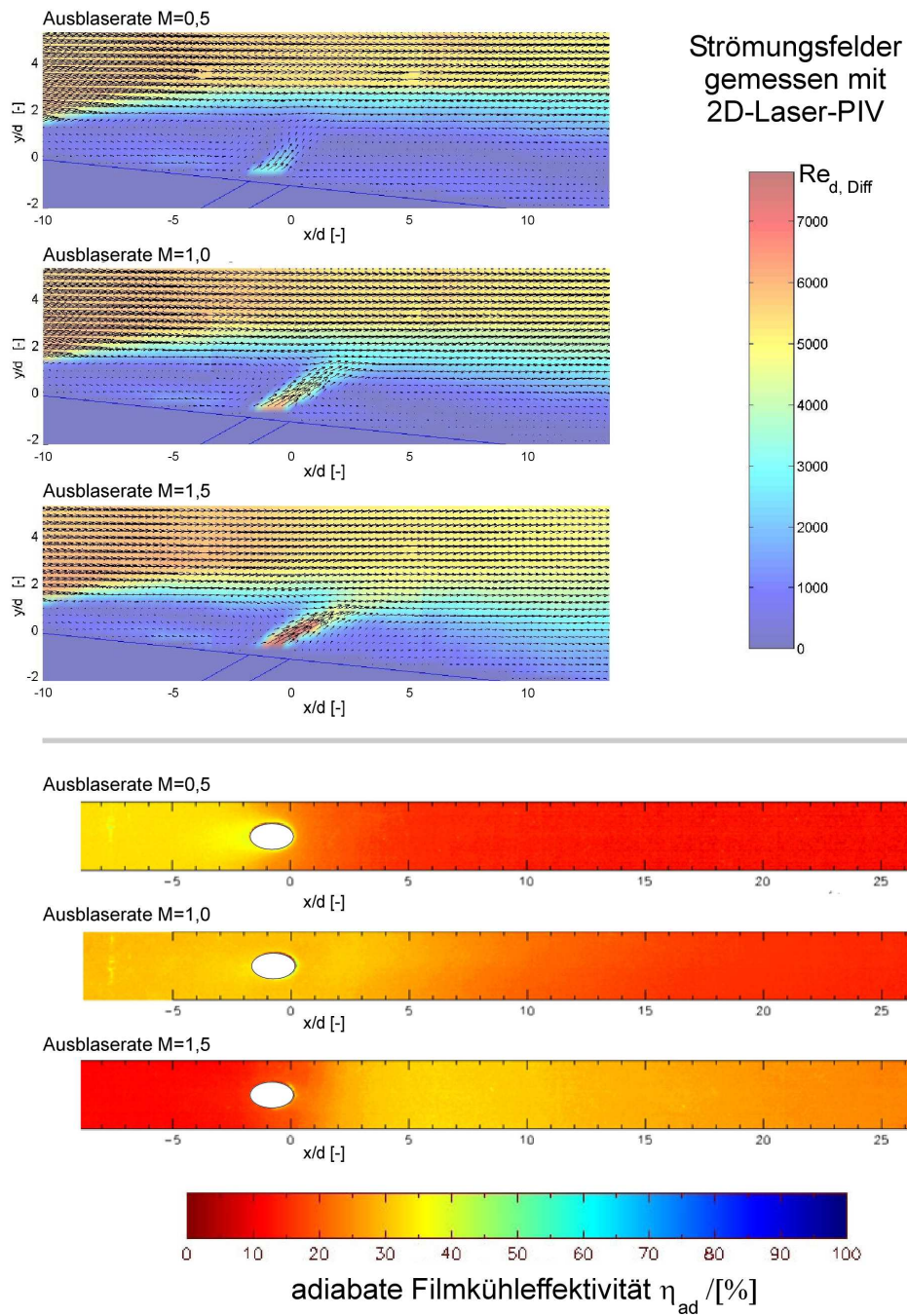


Bild B.23: Adiabate Filmkühleffektivitäten an der ebenen Platte im Bereich lokaler Strömungsablösung; $x_{AW}/d = 30$, $Re_{d,H} = 5200$